R.L. MURRAY

EINFÜHRUNG IN DIE KERNTECHNIK



VEB DEUTSCHER VERLAG DER WISSENSCHAFTEN

R. L. MURRAY

EINFÜHRUNG IN DIE KERNTECHNIK



VEB DEUTSCHER VERLAG DER WISSENSCHAFTEN

R. L. MURRAY · EINFÜHRUNG IN DIE KERNTECHNIK

HOCHSCHULBÜCHER FÜR PHYSIK

Herausgegeben von Franz X. Eder und Robert Rompe

BAND 11

EINFÜHRUNG IN DIE KERNTECHNIK

von

R. L. MURRAY

Professor für Physik am
North Carolina State College of Agriculture and Engineering



VEB DEUTSCHER VERLAG DER WISSENSCHAFTEN
BERLIN 1959

R. L. MURRAY, INTRODUCTION TO NUCLEAR ENGINEERING
Prentice-Hall, Inc. 1956

Die Übersetzung besorgte Dr. G. Wallis, die Bearbeitung lag in den Händen von
Dr. M. Strauss

Verantwortlicher Verlagsredakteur: Ch. Kühn

Printed in Germany
Lizenz-Nr. 206 · 435/39/59 · Gesamtherstellung: Druckerei Fortschritt Erfurt, Werk II

VORWORT

Man kann verschiedener Meinung darüber sein, ob es eine besondere als ,,Kerntechnik" zu bezeichnende Fachrichtung und den entsprechenden Beruf eines ,,Ingenieurs der Kerntechnik" gibt oder nicht.

Die eine Meinung geht dahin, daß jede Hochschule, in der die herkömmliche Technik gelehrt wird, ihre Studenten auch in Kernphysik und Kernenergietechnik ausbilden sollte. Die Studenten solcher Hochschulen werden dazu angehalten, die bisher üblichen Methoden zur Lösung technischer Probleme insoweit zu ergänzen oder abzuändern, wie dies infolge der neuartigen Prozesse und der entsprechenden Materialeigenschaften erforderlich ist. Von diesem Standpunkt aus gibt es kein als *Kern*technik zu bezeichnendes selbständiges Arbeitsgebiet.

Nach der zweiten Auffassung, der sich auch der Verfasser anschließt, ist es durchaus gerechtfertigt, die Bezeichnung ,,Kerntechnik" als Sammelbegriff für alle jene Arbeiten zu gebrauchen, die es mit dem Entwurf, der Konstruktion, der Prüfung und der Wirkungsweise von Anlagen zu tun haben, in denen Kernprozesse und -materialien, insbesondere spaltbare Elemente und ihre Nebenprodukte, eine wesentliche Rolle spielen. In diesem Zusammenhang denkt man vor allem an den Kernreaktor, da dieser im Atomenergieprogramm eine zentrale Rolle spielt.

Im North Caroline State College betrachtet man die Frage unter einem etwas weiteren Gesichtswinkel und rechnet auch benachbarte Gebiete mit zur Kerntechnik, wie etwa das Aufbewahren von Kernbrennstoff und anderen Materialien mit ähnlich ungewöhnlichen Eigenschaften, die Handhabung radioaktiver Chemikalien und deren Abfallprodukte, das Entwerfen von Geräten für Teilchennachweis, Aufstellung von Normen und Methoden für den Strahlungsschutz sowie die Benutzung von Isotopen oder Neutronen für industrielle oder biologische Zwecke.

Nach einer sehr einfachen Definition ist der ,,Kerningenieur" ein Ingenieur, der zwei Dinge verbindet: gute Ausbildung in den Grundlagen der herkömmlichen Technik und praktisches Wissen in moderner Physik und Chemie, vor allem, was deren Zusammenhang mit Problemen der Praxis betrifft.

Selbst wer den obigen Definitionen nicht zustimmt muß zugeben, daß die während des zweiten Weltkrieges erzielten Forschungs- und Entwicklungs-

ergebnisse den Ingenieurwissenschaften einen beträchtlichen Auftrieb verliehen haben und daß unabhängig von allen Definitionen und Klassifikationen eine gewisse spezialisierte Ausbildung in der Kerntechnik von Nutzen ist.

Es trifft zwar zu, daß der praktische Einsatz eines ausgebildeten Kerningenieurs innerhalb eines Reaktorprojekts in einem Spezialgebiet, wie z. B. Strahlenschutz, Wärmeübertragung, Reaktorinstrumentierung oder Reaktorberechnung, erfolgen kann; da jedoch die verschiedenen Gesichtspunkte des Projekts ineinanderübergreifen, sollte jeder Mitarbeiter den Überlegungen und Beschränkungen in der Arbeit seiner Kollegen Verständnis entgegenbringen. Der Verfasser vertritt den Standpunkt, daß der einzelne Forscher neben der gründlichen Kenntnis seines Spezialgebietes auch eine Vorstellung des Gesamtproblems besitzen sollte.

Dieser Standpunkt liegt auch dem vorliegenden Buch zugrunde. Beim gegenwärtigen Stand der Kerntechnik können die Physiker nicht einfach ihren nach rein kerntechnischen Gesichtspunkten ausgeführten Entwurf an die Konstrukteure oder Chemieingenieure zur praktischen Verwirklichung abschieben, wobei dann etwa noch die nachträgliche Ausrüstung mit Instrumenten den Elektroingenieuren überlassen wird. Die vielfach auf das Kernenergieprogramm angewandte Unterscheidung zwischen „System“ und „Komponenten“ existiert m. E. jedenfalls für die Ausbildung der Ingenieurstudenten nicht und spielt auch für den fertigen Diplomingenieur nur eine geringe Rolle.

Dieses Buch ist als Einführung in die neuere kerntechnische Entwicklung gedacht und soll jüngeren und älteren Studenten der Ingenieurwissenschaften einen Überblick über dieses Gebiet und die damit verbundenen technischen Probleme vermitteln. Es handelt sich dabei vor allem um die mathematische Erfassung und Behandlung von Problemen, die in den üblichen Vorlesungen für Ingenieure oder Physiker gar nicht oder nur teilweise gebracht werden, wie Isotopentrennung, Entwurf und Wirkungsweise von Reaktoren, spezielle Anforderungen an Werkstoffe, Wärmeübertragung durch flüssige Metalle, Regenerativerzeugung spaltbaren Materials (Brutreaktoren), Schutz vor Kernstrahlungen sowie Anwendung von Reaktoren auf Transport- und Energieerzeugungsprobleme. Wirkungsweise und Funktion von kerntechnischen Apparaten können im allgemeinen auf Grund der Vorlesungen über Physik, Chemie und Mathematik verstanden werden.

Inhalt und Darstellung sind dem Ausbildungsniveau technischer Hochschulen angepaßt. Die im Text durchweg angewandte Lehrmethode stellt zuerst die Probleme qualitativ, dann in elementarer mathematischer Analyse dar und bringt abschließend einen Überblick über die Anwendung und Bedeutung des Lehrstoffes. Zur Erläuterung dienen Beispiele und Aufgaben. Die ausführlichere Behandlung einiger Themen ist in den Anhang verwiesen oder ist in der angeführten Literatur zu finden. Der Leser mag sich über die gedrängte Behandlung vieler Probleme wundern. Der Verfasser ist jedoch überzeugt, daß auf diesem Gebiet, wo der Stoff auf viele Einzelberichte und Aufsätze verstreut ist, eine knappe, präzise Darstellung von Tatsachen und Grundlagen dringend erforderlich ist.

Da mit Ausnahme der Forschung in reiner Physik derzeit fast sämtliche Arbeiten auf dem Gebiet der Kerntechnik der US-Atomenergiekommission unterstehen, werden vielfach die Veröffentlichungen dieser Organisation, einschließlich vieler inzwischen freigegebener Dokumente, angeführt. Aus Gründen der Staatssicherheit erklärt sich, daß einige Probleme nur allgemein oder ausschließlich theoretisch diskutiert werden konnten, da die tatsächlichen technischen Ausführungen und Betriebseigenschaften weiterhin geheimgehalten werden. Unter Wahrung der Grundsätze der AEC (Atomic Energy Commission) wurden keine Einzelheiten über gewöhnliche oder thermonukleare Atomwaffen angeführt.

Der Inhalt des Buches basiert auf einer Reihe von Vorlesungen, die der Autor für Studenten verschiedener Semester im Rahmen des Lehrkurses für Kerntechnik am North Carolina State College gehalten hat. Er dankt besonders seinen ehemaligen Studenten für ihr Interesse und ihre Hilfe. Besondere Anerkennung gebührt Dr. HARRY SOODAK für seine instruktiven Vorlesungen am Oak Ridge National Laboratory im Jahre 1946 sowie Dr. CLIFFORD K. BECK, der den Kursus am North Carolina State College ins Leben rief. Dank gebührt ferner Dekan K. PITZER und den Professoren N. HALL, C. BONILLA, E. CREUTZ und H. GOMBERG für ihre Hinweise bei der Durchsicht des Manuskriptes. Schließlich ist der Autor seiner Frau, ILAH MAE RENGLER MURRAY, für ihre Ratschläge und die Anfertigung des Manuskriptes zu Dank verpflichtet.

Raleigh, North Carolina RAYMOND L. MURRAY

VORWORT ZUR DEUTSCHEN AUSGABE

Das Erscheinen der ersten Auflage des vorliegenden Buches von MURRAY fiel noch in jene Etappe der Entwicklung der Kerntechnik, in der die Veröffentlichungen einschlägiger Forschungsergebnisse auf Grund der ersten schwach gelockerten Geheimhaltungsbestimmungen nach Inhalt und Umfang noch recht unbefriedigend waren. In Besonderheit traf dies für den Ingenieur zu, der sich für die neu entwickelte „Atomindustrie" in den führenden Ländern interessierte. Indessen war es dem Physiker, der die Fortschritte der Kernphysik seit der Entdeckung der Kernspaltung im Jahre 1939 aufmerksam verfolgt hatte, möglich, sich über die wissenschaftlichen Grundlagen der Kernenergetik Klarheit zu verschaffen, wobei ihm in erster Linie der bereits frühzeitig erschienene GLASSTONE-EDLUND: „The elements of nuclear reactor theory" nützlich sein konnte, ein Werk, das noch heute als gute Einführung in die neutronenphysikalischen Grundlagen der Reaktortheorie für Physiker und mathematisch begabte Ingenieure bestens empfohlen werden kann. Über die Probleme für den Ingenieur beim Bau von Kernenergieanlagen gibt es jedoch keine Auskunft. Hierfür stand nur die zweibändige von C. GOODMAN herausgegebene Sammlung von Aufsätzen: „The science and engineering of nuclear power" zur Verfügung, die allerdings aus den eingangs erwähnten Gründen die Gesamtthematik nur sehr lückenhaft und in losem Zusammenhange behandelt und somit mehr einen Einblick in die Gedankengänge der Entwicklung der allerersten Anfänge als einen Überblick über den bereits damals erreichten technischen Stand des Gebietes vermittelt. Sie hat heute mehr historischen als pädagogischen Wert, vorzugsweise für denjenigen, der sich für die ursprüngliche, oft sehr anregende Darlegung einiger Grundideen durch einige als Pioniere der Kernenergetik inzwischen berühmt gewordene Autoren interessiert. Das Buch von MURRAY, entstanden aus dem Material von Vorlesungen für angehende „Ingenieure der Kerntechnik", kam den Wünschen eines breiten Interessentenkreises nach einer systematischen Einführung in die „Kerntechnik" entgegen. Die Tatsache, daß es — nach den beiden obengenannten als das dritte kerntechnische Werk — ins Russische übersetzt wurde, spricht dafür, daß es von den sowjetischen Fachleuten, die bereits Erfahrungen beim Bau des ersten Atomkraftwerkes der Welt gesammelt hatten, als eines der für die Ingenieurausbildung erfolgreichsten bis dahin erschienenen Bücher angesehen wurde. Einer der Hauptvorzüge des Buches dürfte darin zu sehen sein, daß es dem Autor — obgleich selbst Physik-

Professor — gelungen ist, in einer für den Ingenieur verständlichen Sprache zu schreiben, unter Verzicht auf kompliziertere mathematische Ableitungen die wichtigsten formelmäßigen Berechnungsgrundlagen zu erläutern und einen breiten Kreis technischer Probleme in systematischer Folge, angepaßt an die Bedürfnisse der Praxis, bei oftmals beachtlicher Kürze in leicht faßbarer Form zu behandeln.

Ohne in die noch nicht abgeschlossene Diskussion über den Gesamtumfang des mit „Kerntechnik" zu bezeichnenden Wissensgebietes eingreifen zu wollen, kann wohl gesagt werden, daß sich eine Unterteilung in zwei Hauptgebiete, nämlich „Kernenergetik" und „Isotopentechnik", als zweckentsprechend erweisen dürfte. Zur „Kernenergetik" wären danach alle die Arbeitsgebiete zu zählen, die unmittelbar oder mittelbar mit der technischen Verwirklichung einer Kettenreaktion der Kernspaltung zu tun haben, gleichgültig, ob die Ausnutzung der dabei freiwerdenden Kernenergie für volkswirtschaftliche Zwecke vorgesehen ist oder ob die Anlage rein wissenschaftlichen Forschungszwecken dient. Mit Ausnahme des Kapitels XVIII (Anwendung radioaktiver und stabiler Isotope) und den einführenden Kapiteln über Kernphysik und Neutronenphysik gehören also sämtliche Abschnitte des Buches zur Kernenergetik im engeren Sinne. Mit der Wirkungsweise von Kernreaktoren werden die Leser in anschaulicher Form durch die Besprechung einiger konkreter Reaktortypen vertraut gemacht, wobei gleichzeitig reaktortechnische Fragen angeschnitten werden, ohne allerdings erschöpfende Behandlung zu erfahren, was mit dem zur Zeit der Abfassung des Buches bestehenden Mangel an Quellen zusammenhängt. Der Darstellung der Grundlagen der Flüssigkeitsströmung und des Wärmeüberganges in Kernreaktoren wurde erfreulicherweise besondere Aufmerksamkeit gewidmet. Die Kapitel über Isotopentrennung, Reaktormaterialien, Strahlengefahr und Strahlenschutz sowie Abfallbeseitigung vervollständigen die technischen Aspekte der Kernenergetik.

Die der Übersetzung zugrunde liegende Neuauflage des Werkes, die textlich gegenüber der ersten nur sehr wenig verändert wurde, berücksichtigt nur die Literatur bis Anfang 1955, also noch nicht die Fülle der Materialien, die seit der ersten Genfer Konferenz über die friedliche Anwendung der Atomenergie erschienen sind. Seit dieser Zeit ist die Kerntechnik nicht nur in den führenden Ländern, sondern auch in denen, die bis dahin mit einer eigenen Entwicklung praktisch noch nicht begonnen hatten, in ein beachtlich fortgeschrittenes Stadium getreten. Es sind nicht nur einige größere Atomkraftwerke in Betrieb genommen worden, sondern vor allen Dingen auch eine Vielzahl von Forschungsreaktoren gebaut worden, über die umfangreiche Erfahrungen bekannt geworden sind. Eine bedeutende Bereicherung des Wissens ist auch durch zahlreiche Arbeiten über geplante und im Bau befindliche Kernenergieanlagen möglich geworden. Dennoch ist es nicht als ein ernster Mangel anzusehen, daß in dem vorliegenden Werk diese neuen Erkenntnisse und Erfahrungen noch keinen Niederschlag gefunden haben; denn es ist zu bedenken, daß auch die zweite Genfer Atomkonferenz 1958 bestätigt hat, daß alle Anlagen der Kernenergetik auch heute noch den Charakter von Versuchsbauten haben, über deren Zweckmäßigkeit und Wirtschaftlichkeit erst nach Ablauf einer Reihe

von Jahren sachgemäße Urteile gefällt werden können. Für eine „Einführung in die Kerntechnik", die zum Selbststudium oder als Hilfsmittel beim Unterricht dienen soll, deren Umfang also sinngemäß beschränkt bleiben muß, erscheint deshalb auch nach dem heutigen Stand die Grundkonzeption MURRAYS schwerlich verbesserungsfähig. Um denjenigen, welche auf dem neuen Gebiet sich ernsthaft weiter beschäftigen wollen, den Weg zu weisen, wurden auf Anregung des Herausgebers Prof. EDER die Literaturangaben sowohl zu den einzelnen Kapiteln als auch zum Gesamtgebiet wesentlich ergänzt, wobei die deutschsprachige und leichter zugängliche fremdsprachige Literatur bevorzugt berücksichtigt wurde.

Bei der Lektüre des Buches wird der Leser an einigen Stellen auf Schlußfolgerungen stoßen, die den Widerspruch im Hinblick auf die politischen und wirtschaftlichen Aspekte der Ausnutzung der Kernenergie zwischen den Vereinigten Staaten von Nordamerika und den Ländern des sozialistischen Lagers deutlich aufzeigen. Wenn auch einige davon bereits heute überholt erscheinen, so dürfte die Kenntnis der grundsätzlichen Meinung MURRAYS für den fortschrittlichen Leser doch insofern von Nutzen sein, als sie zur Konkretisierung der Standpunkte beitragen wird und dadurch die überlegene Perspektive der friedlichen Nutzung der Atomenergie im sozialistischen Lager noch klarer zum Ausdruck kommen läßt.

Dresden, April 1959 H. BARWICH

Inhaltsverzeichnis

KAPITEL I

ATOM- UND KERNPHYSIK

Das neue als Kerntechnik bezeichnete Arbeitsgebiet entwickelte sich als eine Anwendung der Kernphysik in ähnlicher Weise wie s. Z. die praktische Nachrichtentechnik als Folge der Theorie der elektromagnetischen Wellen oder wie die chemische Industrie aus den Laboratoriumsversuchen einiger Forscher. Das hauptsächlichste Ergebnis im Bereich der modernen Kerntechnik war bisher die Entwicklung von Waffen, deren ungeheure Zerstörungskraft einen bedeutenden Einfluß auf die Weltpolitik ausübt. Der Nutzen für die friedliche Forschung sowie die praktische Anwendung in Medizin, Landwirtschaft und Technik sind Nebenprodukte der während des zweiten Weltkrieges betriebenen Forschung. Die Nutzbarmachung der neuentdeckten Energiequelle, der Uranspaltung, für die praktische Elektrizitätserzeugung oder den Antrieb von Flugzeugen, Unterseebooten und anderen Fahrzeugen schien nunmehr möglich zu sein. Der für die Realisierung dieser Möglichkeiten als erforderlich angesehene Zeitraum wurde mit unterschiedlichem Optimismus auf 5 bis 50 Jahre geschätzt. Es ist jedoch klar, daß Regierung, Industrie und Wissenschaft das Programm fortführen müssen, bis es sich entweder als erfolgreich oder als endgültig undurchführbar erweist. Ein derart umfangreicher Plan erfordert Fachkräfte, die in einem Arbeitsgebiet ausgebildet sind, in dem sowohl die Tatsachen und Theorien als auch die praktischen Normen und Arbeitsmethoden neuartig und ungewohnt sind.

Für die Lösung der meisten technischen Probleme ist die Kenntnis der makroskopischen physikalischen oder chemischen Eigenschaften der Substanzen, wie Dichte, Festigkeit, Schmelz- und Siedepunkte, elektrische oder thermische Leitfähigkeit und Korrosionswiderstand ausreichend. Beim Entwurf von Einrichtungen, Konstruktionen oder Maschinen für die Ausnutzung von Kernprozessen müssen jedoch außerdem die nuklearen Eigenschaften des Materials in Betracht gezogen werden.[1])

[1]) In diesem Kapitel wird lediglich eine Übersicht über die grundlegenden Eigenschaften von Atomen und Kernen gegeben, wobei die für die Anwendungen wichtigsten Tatsachen und Formeln im Vordergrund stehen. Eine ausführlichere Darstellung der modernen Physik scheint im Hinblick auf die zahlreichen guten Lehrbücher nicht angebracht zu sein. Besitzt der Leser bereits Vorkenntnisse in moderner Physik, so kann er die folgenden Abschnitte zur Auffrischung seines Gedächtnisses lesen oder sofort auf das II. Kapitel übergehen; dem Studenten, der nur eine Einführungsvorlesung in technischer Physik gehört hat, ist ein sorgfältigeres Studium zu empfehlen.

1.1 *Atomare Struktur der Materie*

Das Atom wird gewöhnlich als die kleinste materielle Einheit definiert, die sich in einer chemischen Reaktion nicht ändert. Vor der Entdeckung der Radioaktivität um die Jahrhundertwende wurde das Atom als unteilbar angesehen, da man damals nur chemische Kräfte in der Natur kannte. Seitdem ist jedoch experimentell nachgewiesen worden, daß das Atom eine eigene Struktur besitzt und seinerseits aus grundlegenderen Teilchen zusammengesetzt ist. Einige dieser Bestandteile, die Elektronen, traten bei der Untersuchung elektrischer Entladungen in Gasen beim Anlegen elektrischer und magnetischer Felder in Erscheinung; die Existenz des Kernes wurde nachgewiesen, indem Atome mit Teilchen aus radioaktiven Elementen beschossen wurden. Die innere Struktur und die Bestandteile der Kerne konnten aus Reaktionen abgeleitet werden, die durch Beschuß mit geladenen Teilchen aus Teilchenbeschleunigern, wie z. B. dem Zyklotron, hervorgerufen werden. Wir wollen zuerst die Eigenschaften von Atomen und Molekülen als solche behandeln und anschließend ihre innere Struktur im einzelnen untersuchen.

Chemische Reaktionen. Die Tatsache, daß sich chemische Elemente immer in ganzzahligen Verhältnissen untereinander verbinden, beweist die Existenz elementarer Atombausteine. So reagieren z. B. 2 g Wasserstoff mit 16 g Sauerstoff und bilden Wasser ebenso wie ein Teil oder Vielfaches dieser Gewichte. Man nahm ursprünglich an, daß von den beteiligten Elementen nur jeweils die gleiche Anzahl von Teilchen an der Reaktion teilnehmen. Heute wissen wir jedoch, daß im genannten Fall 2 Wasserstoffmoleküle und je 1 Sauerstoffmolekül an der Reaktion beteiligt sind. Durch Gleichungen der Art

$$2\,H_2 + O_2 \rightarrow 2\,H_2O$$

wird sowohl eine einzelne molekulare Reaktion als auch eine makroskopische Gesamtheit solcher Reaktionen ausgedrückt. Die (relativen) Gewichte des Wasserstoffmoleküls H_2 und des Sauerstoffmoleküls O_2 betragen 2 und 32.

Die Einheit der relativen Gewichte (der sog. Atom- oder Molekulargewichte) wurde dadurch festgelegt, daß man dem Sauerstoffatom den Wert 16 zuteilte. Man nahm ferner an, daß alle Atome eines chemischen Elementes das gleiche Gewicht besitzen. Die Ausdrücke „Gramm-Atom-Gewicht“ oder „Gramm-Molekular-Gewicht“ beziehen sich auf das in Gramm gemessene Gewicht, das dem Relativgewicht entspricht. Der Ausdruck „Wertigkeit“ gibt die Zahl der Wasserstoffatome an, mit der ein Atom des jeweiligen Elementes sich verbinden (negative Wertigkeit) oder die es ersetzen kann (positive Wertigkeit). Somit beweist die Existenz von H_2O, daß Sauerstoff die Wertigkeit -2 besitzt; durch Vergleich mit HCl und NaCl findet man die Wertigkeit von Na zu $+1$. Der Student besitzt im allgemeinen ein „Vokabular“ von nur 20 der 102 Elemente des Periodischen Systems. Die Kenntnis der Namen und Symbole der in Tab. 1, S. 16, zusammengestellten Elemente erspart viel Zeit und Mühe.

Gase. Man stellt sich ein Gas oder einen Dampf als aus einer großen Anzahl von Molekülen oder Atomen zusammengesetzt vor, die sich dauernd in einer ungeordneten Bewegung befinden. Das bei einer Temperatur von 0° C und Atmosphärendruck von einem Gramm-Molekül (Mol) eingenommene Volumen beträgt für alle Gase 22,4 l. Außerdem ist die Anzahl der Moleküle in einem Mol für alle Stoffe gleich, nämlich $6{,}023 \cdot 10^{23}$ (LOSCHMIDTsche Zahl). Somit beträgt die Anzahl von Molekülen in einem Kubikzentimeter Gas bei 0° C und Atmosphärendruck $6{,}023 \cdot 10^{23}/22400 = 2{,}7 \cdot 10^{19}$. Das Gewicht irgendeines Atoms oder Moleküls läßt sich aus der LOSCHMIDTschen Zahl und dem Molekulargewicht berechnen. So besitzt z. B. das Wasserstoffmolekül mit einem Molekulargewicht von annähernd 2 ein Teilchengewicht von $2/(6{,}023 \cdot 10^{23}) = 3{,}32 \cdot 10^{-24}$. Der Durchmesser dieser kleinen Teilchen ist von der Größenordnung 10^{-8} cm und nimmt langsam mit dem Molekulargewicht zu. Die Teilchengeschwindigkeit reicht von null bis unendlich, mit einem Mittelwert von etwa 10^5 cm/sec bei gewöhnlichen Temperaturen.

Bekanntlich stellt die mittlere kinetische Energie $\frac{1}{2} mv^2$ ein Maß für die Temperatur der Substanz dar. Je höher die Temperatur ist, desto größer ist die molekulare Bewegung. Der genaue Zusammenhang wird durch die Beziehung $\frac{1}{2} mv^2 = 3kT/2$ geliefert, worin T die absolute Temperatur und k die BOLTZMANNsche Konstante ($1{,}38 \cdot 10^{-16}$ erg/°K) sind. Für viele Zwecke kann angenommen werden, daß die Moleküle beim Zusammenstoß miteinander oder mit den Gefäßwänden keine Energie verlieren. Dabei liefert die Umkehrung der Normalkomponente des Impulses beim Stoß mit der Wand den Gasdruck. Die Stoßzahl der Teilchen ist infolge ihrer großen Geschwindigkeit und der großen Teilchenzahl pro Volumeneinheit sehr hoch. Die mittlere freie Weglänge, d. h. die mittlere im freien Flug zwischen zwei aufeinander folgenden Stößen durchlaufene Entfernung, beträgt bei Atmosphärendruck etwa 10^{-6} cm.

Beziehung zwischen Atomen und Elektrizität. Die Leitung eines elektrischen Stromes durch eine Salzlösung ist bereits vor langer Zeit durch die Annahme erklärt worden, daß die Moleküle in Ionen dissoziieren, die Ladungen entgegengesetzten Vorzeichens tragen, z. B.

$$NaCl \rightarrow Na^+ + Cl^-.$$

Die positiv geladenen Na^+-Ionen können mittels einer negativen Elektrode (Kathode) entladen werden, während die Cl^--Ionen zur positiven Elektrode (Anode) wandern.

Die Beziehung zwischen dem Strom und den Gewichtsmengen, die an den Elektroden auftreten oder niedergeschlagen werden, wird quantitativ durch die FARADAYschen Gesetze der Elektrolyse ausgedrückt. Tauchen z. B. zwei Elektroden entgegengesetzter Polarität in eine Silbernitratlösung ($AgNO_3$), so scheiden sich die Ag^+-Ionen an der negativen Elektrode ab. Dabei wird eine Silbermenge von 107,88 g, entsprechend dem Atomgewicht von Silber,

Tabelle 1

Atomgewicht der Elemente

Element	Symbol	Ordnungs-zahl	Atom-gewicht	Element	Symbol	Ordnungs-zahl	Atom-gewicht
Aktinium	Ac	89	225	Kupfer	Cu	29	63,54
Aluminium	Al	13	26,97	Lanthan	La	57	138,92
Americium	Am	95	241	Lithium	Li	3	6,940
Antimon	Sb	51	121,76	Lutetium	Lu	71	174,99
Argon	Ar	18	39,944	Magnesium	Mg	12	24,32
Arsen	As	33	74,91	Mangan	Mn	25	54,93
Astatin	At	85	211	Mendelevium[1])	Md	101	256
Barium	Ba	56	137,36	Molybdän	Mo	42	95,95
Berkelium	Bk	97	243	Natrium	Na	11	22,997
Beryllium	Be	4	9,013	Neodym	Nd	60	144,27
Blei	Pb	82	207,21	Neon	Ne	10	20,183
Bor	B	5	10,82	Neptunium	Np	93	239
Brom	Br	35	79,916	Nickel	Ni	28	58,69
Californium	Cf	98	244	Niob	Nb	41	92,91
Caesium	Cs	55	132,91	Nobelium[1])	No	102	253
Cer	Ce	58	140,13	Osmium	Os	76	190,2
Chlor	Cl	17	35,457	Palladium	Pd	46	106,7
Chrom	Cr	24	52,01	Phosphor	P	15	30,98
Curium	Cm	96	242	Platin	Pt	78	195,23
Dysprosium	Dy	66	162,46	Plutonium	Pu	94	239
Einsteinium[1])	Es	99	254	Polonium	Po	84	210
Eisen	Fe	26	55,85	Praseodym	Pr	59	140,92
Erbium	Er	68	167,2	Promethium	Pm	61	147
Europium	Eu	63	152,0	Protaktinium	Pa	91	231
Fermium[1])	Fm	100	255	Quecksilber	Hg	80	200,61
Fluor	F	9	19,00	Radium	Ra	88	226,05
Frankium	Fr	87	221	Radon	Rn	86	222
Gadolinium	Gd	64	156,9	Rhenium	Re	75	186,31
Gallium	Ga	31	69,72	Rhodium	Rh	45	102,91
Germanium	Ge	32	72,60	Rubidium	Rb	37	85,48
Gold	Au	79	197,2	Ruthenium	Ru	44	101,7
Hafnium	Hf	72	178,6	Samarium	Sm	62	150,43
Helium	He	2	4,003	Sauerstoff	O	8	16,0000
Holmium	Ho	67	164,94	Scandium	Sc	21	45,10
Indium	In	49	114,76	Schwefel	S	16	32,066
Iridium	Ir	77	193,1	Selen	Se	34	78,96
Jod	J	53	126,92	Silber	Ag	47	107,880
Kadmium	Cd	48	112,41	Silizium	Si	14	28,06
Kalium	K	19	39,096	Stickstoff	N	7	14,008
Kalzium	Ca	20	40,08	Strontium	Sr	38	87,63
Kobalt	Co	27	58,94	Tantal	Ta	73	180,88
Kohlenstoff	C	6	12,010	Technetium	Tc	43	99
Krypton	Kr	36	83,7	Tellur	Te	52	127,61

[1]) Zusatz bei der deutschen Ausgabe

Fortsetzung Tabelle 1

Element	Symbol	Ordnungszahl	Atomgewicht	Element	Symbol	Ordnungszahl	Atomgewicht
Terbium	Tb	65	159,2	Wismut	Bi	83	209,00
Thallium	Tl	81	204,39	Wolfram	W	74	183,92
Thorium	Th	90	232,12	Xenon	Xe	54	131,3
Thulium	Tm	69	169,4	Ytterbium	Yb	70	173,04
Titan	Ti	22	47,90	Yttrium	Y	39	88,92
Uran	U	92	238,07	Zink	Zn	30	65,38
Vanadium	V	23	50,95	Zinn	Sn	50	118,70
Wasserstoff	H	1	1,0080	Zirkon	Zr	40	91,22

abgeschieden, falls der damit verknüpfte Ladungstransport 96500 Coulomb beträgt. Die gleiche Elektrizitätsmenge ist mit der Abscheidung eines Grammatoms eines jeden (einwertigen) Elementes verknüpft. Besitzt ein Element die Wertigkeit n, so wird bei einem Durchgang von 96500 Coulomb nur $1/n$ eines Grammatoms dieses Elementes abgeschieden. Da die Atomzahl in einem Mol für alle Elemente gleich ist ($6{,}023 \cdot 10^{23}$), folgt unmittelbar, daß jedes einwertige Atom dieselbe Elementarladung mit sich führt. Der Betrag dieser Elementarladung ist demnach 96500 Coulomb$/6{,}023 \cdot 10^{23} = 1{,}60 \cdot 10^{-19}$ Coulomb. Diese elektrische Elementarladung schreiben wir einem Elementarteilchen, dem *Elektron*, zu. Einem Ion eines Atoms mit positiver Wertigkeit fehlen ein oder mehrere Elektronen, während ein Ion eines Atoms mit negativer Valenz einen Überschuß an Elektronen besitzt.

Durch Anlegen einer hohen elektrischen Potentialdifferenz an die beiden Elektroden eines Entladungsrohres kann das Gas in dem Rohr ebenfalls elektrisch leitend gemacht werden. Die Ionen werden aus den neutralen Molekülen durch Dissoziation, ähnlich wie in einer Salzlösung, erzeugt. Die Leitfähigkeit und die charakteristischen Leuchterscheinungen werden durch Verringerung des Druckes in dem Rohr gesteigert. Bei sehr niedrigem Druck wird jedoch die Entladung wieder verschwinden, da die Konzentration der Ladungsträger dann zu klein ist.

Aus den Leuchterscheinungen des ionisierten Gases läßt sich die Ausbreitung der aus der Kathode austretenden „Strahlen" verfolgen. Die Strahlen können durch ein elektrisches oder magnetisches Feld abgelenkt werden, woraus hervorgeht, daß sie im Gegensatz zum Licht aus geladenen Teilchen (Elektronen) bestehen. Ein einfaches von THOMSON in England vorgeschlagenes Experiment läßt sich zur Messung des Verhältnisses von Ladung und Masse des Elektrons heranziehen. Der zur Anode eines Entladungsrohres fließende Elektronenstrom kann durch eine kleine Öffnung in der Anode in den dahinterliegenden Raum eintreten (Abb. 1). Ein Leuchtfleck auf der Wandung des Glasrohres zeigt das Ende des Elektronenstrahls an. Dieser kann sowohl durch ein elektrisches Feld zwischen zwei elektrisch geladenen Platten wie auch durch ein magnetisches Feld zwischen den Polen eines Elektromagneten abgelenkt werden. Das Verhältnis von Ladung e zu Masse m des Elektrons läßt sich aus den gemessenen Ablenkungen der angelegten elektrischen

Spannung und der Stärke des Magnetisierungsstromes berechnen. Aus dem experimentell gefundenen Wert von $e/m = 1{,}76 \cdot 10^{10}$ Coulomb/g und dem obigen Wert der elektrischen Elementarladung von $1{,}60 \cdot 10^{-19}$ Coulomb ergibt sich die Elektronenmasse m zu $9{,}11 \cdot 10^{-28}$ g. Die Elektronenmasse ist also um den Faktor 1/1837 kleiner als die des leichtesten Atoms, des Wasserstoffs.

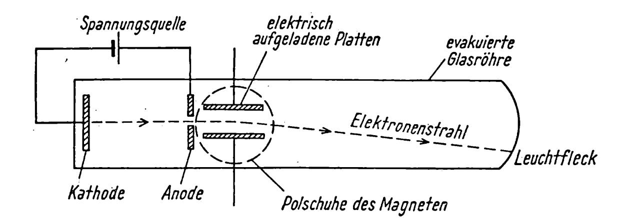


Abb. 1. THOMSONs Apparat zur Messung von e/m für Elektronen

Wegen dieser kleinen Masse sind die Geschwindigkeiten von Elektronen unter dem Einfluß elektrischer Kräfte sehr viel höher als die gewöhnlicher bewegter Objekte. Es werde z. B. die Energie und die Geschwindigkeit eines Elektrons berechnet, das den Raum zwischen zwei Kondensatorplatten mit einer Potentialdifferenz von 1 V durchlaufen hat. Aus der Definition der Potentialdifferenz ergibt sich die an dem Teilchen geleistete Arbeit zu $A = V$ (Volt) $\cdot\, e$ (Coulomb) $= (1{,}0) \cdot (1{,}6 \cdot 10^{-19})$ Volt $\cdot$ Coulomb $= 1{,}6 \cdot 10^{-19}$ Joule $= 1{,}6 \cdot 10^{-12}$ erg.

Diese Arbeit ist gleich dem Zuwachs an kinetischer Energie $\frac{1}{2} mv^2$. Um die Einheitlichkeit des Maßsystems zu wahren, müssen wir die Maße in g und die Geschwindigkeit in cm/sec ausdrücken. Löst man nach v auf, so ergibt sich

$$v = \sqrt{\frac{2\,Ve}{m}} = \sqrt{\frac{2 \cdot 1{,}60 \cdot 10^{-12}}{9{,}11 \cdot 10^{-28}}} = 6 \cdot 10^7 \text{ cm/sec.}$$

Die Energiegröße, die ein Elektron benötigt, um eine Potentialdifferenz von 1 V zu überwinden, wird häufig als Energieeinheit benutzt; sie wird *Elektronenvolt* genannt, abgekürzt „eV". Die Umrechnungsfaktoren sind

$$\boxed{1\ \text{eV} = 1{,}60 \cdot 10^{-19}\ (\text{Volt} \cdot \text{Coulomb}) = 1{,}60 \cdot 10^{-12}\ \text{erg.}}$$

Obwohl die eV-Einheit gewöhnlich unter Hinweis auf das Elektron definiert wird, kann man sie für jedes bewegte Teilchen und jede Energie verwenden. Es soll z. B. die kinetische Energie in eV für ein Wasserstoffatom bestimmt werden, das sich mit einer Geschwindigkeit von $2{,}2 \cdot 10^5$ cm/sec bewegt.

Dies würde der mittleren Teilchengeschwindigkeit in einem atomaren Wasserstoffgas entsprechen (wenn dieses bei Zimmertemperatur bestehen könnte).

$$E = \frac{1}{2} mv^2 = \frac{1}{2} (1{,}66 \cdot 10^{-24}\,\mathrm{g})\ (2{,}2 \cdot 10^5\,\mathrm{cm/sec})^2 = 4{,}0 \cdot 10^{-14}\,\mathrm{erg}$$

oder

$$E = \frac{4{,}0 \cdot 10^{-14}\,(\mathrm{erg})}{1{,}60 \cdot 10^{-12}\,(\mathrm{erg/eV})} = 0{,}025\,\mathrm{eV}.$$

Das Elektronenvolt ist auch ein gebräuchliches Maß beim Vergleich von Teilchenenergien mit chemischen Bindungsenergien. Aus den experimentellen Tatsachen geht z. B. eindeutig hervor, daß eine Potentialdifferenz von etwa 2 V benötigt wird, um ein Wassermolekül in seine Komponenten zu dissoziieren; daraus folgt, daß die Bewegungsenergie des oben betrachteten Wasserstoffatoms beträchtlich geringer ist als die Bindungsenergie des Wassermoleküls. Die für Kernreaktionen charakteristischen Energien sind dagegen sehr viel höher als die bei chemischen Reaktionen auftretenden Energien. Wie wir später sehen werden, wird bei der Spaltung eines Uranatoms eine Energie von 200 *Millionen* eV frei. Bei der Beschreibung von Kernprozessen ist daher die Einheit MeV (Million Elektronenvolt) gebräuchlich.

1.2 *RUTHERFORD-BOHRsches Atommodell*

Viele optische Effekte können durch die Annahme erklärt werden, daß Licht eine elektromagnetische Welle ist. Eines der auffälligsten Beispiele sind die Interferenzstreifen eines Lichtstrahls, der durch einen engen Spalt hindurchgegangen ist. (Man betrachte eine Lichtquelle durch den Spalt zwischen zwei geschlossenen Fingern, die etwa 5 cm vom Auge entfernt sind.) Die hellen und dunklen Stellen lassen sich auf die Addition bzw. Subtraktion von Wellenamplituden zurückführen. Das Phänomen der Brechung eines Lichtstrahls beim Eintritt aus einem (optisch) dünneren Medium (z. B. Luft) in ein dichteres Medium (z. B. Glas) kann durch die verschiedene Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Welle in den beiden Medien erklärt werden. Die bekannten Charakteristika einer Welle: Geschwindigkeit c ($3 \cdot 10^{10}$ cm/sec für Licht im Vakuum), Wellenlänge λ und Frequenz ν, die durch $c = \lambda\nu$ verknüpft sind, wurden auch für die Beschreibung des Lichtes eingeführt. Für die gelbe Natriumlinie D z. B., deren Wellenlänge 5890 Å (1 Å $= 10^{-8}$ cm) beträgt, berechnet sich die Frequenz zu

$$\frac{3 \cdot 10^{10}\,\mathrm{cm/sec}}{5890 \cdot 10^{-8}\,\mathrm{cm}} = 5{,}1 \cdot 10^{14}/\mathrm{sec}.$$

Die zu Beginn des 20. Jahrhunderts von PLANCK gezogenen Schlußfolgerungen führten zu der scharf umstrittenen Auffassung, daß Licht der Frequenz ν aus einzelnen Partikeln der Energie $E = h\nu$ besteht, worin h eine universelle Konstante von der Größe $6{,}62 \cdot 10^{-27}$ erg sec bedeutet. Schon vor der PLANCKschen

Analyse des Problems war die spektrale Energieverteilung der sogenannten Hohlraumstrahlung experimentell mit Hilfe von Kristallprismen und empfindlichen Strahlungsmessern untersucht worden (Abb. 2). Es gelang nicht, den Verlauf der typischen experimentell gewonnenen Intensitätskurven durch das Schwingungsspektrum eines Festkörpers zu erklären. Nach der Hypothese von PLANCK wird die Hohlraumstrahlung von den einzelnen „Oszillatoren", die sich in der Wandsubstanz befinden, nur in Energiequanten der Größe $h\nu$ absorbiert und emittiert.

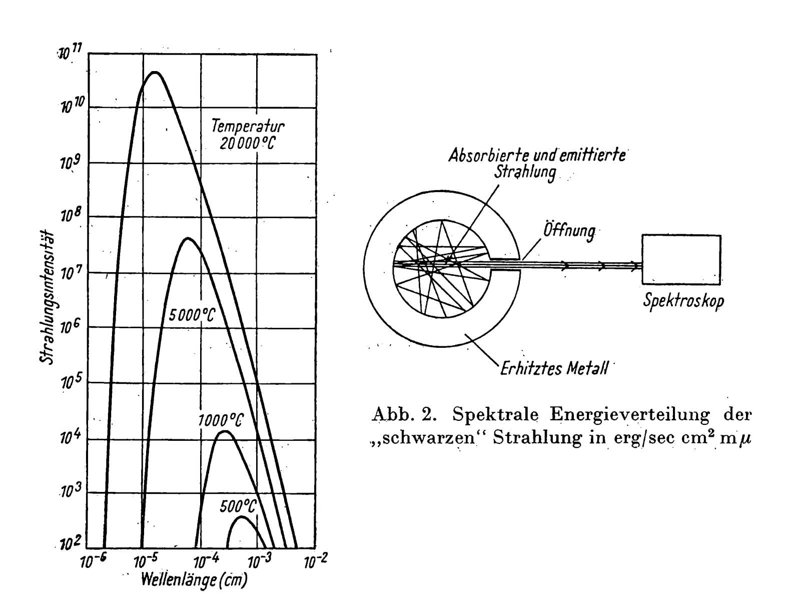


Abb. 2. Spektrale Energieverteilung der „schwarzen" Strahlung in erg/sec cm² mμ

Der photoelektrische Effekt stellt eines der Phänomene dar, die sich mit Hilfe dieser neuen Teilchen, Lichtquanten oder Photonen genannt, erklären lassen. Wenn auf die Oberfläche einer Metallelektrode in einer evakuierten Zweielektrodenröhre Lichtstrahlen treffen, werden Elektronen aus dieser ausgelöst und können in einem äußeren Stromkreis nachgewiesen werden. Eine photoelektrische Zelle ist in Abb. 3 dargestellt. Die Energie der ausgelösten Elektronen ist so groß, daß sie auch gegen ein abstoßendes elektrisches Feld anlaufen können. Man kann abschätzen, daß die Zeit, in der das Licht, als *Wellenbewegung* aufgefaßt, absorbiert und seine Energie auf ein Elektron im Metall konzentriert wird, die gemessene Ansprechzeit der Photozelle weit übertrifft. Daher muß man eine gewisse Dualität der Natur als real anerkennen, d. h., unter bestimmten Umständen zeigt das Licht die Eigenschaften einer Welle und unter anderen Umständen die eines Teilchens. Die moderne Wissen-

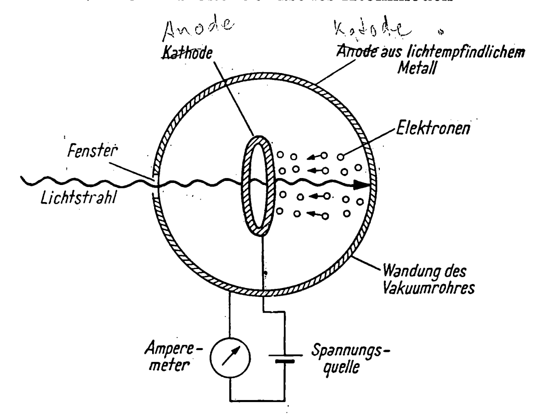


Abb. 3. Photoelektrische Zelle

schaft beschäftigt sich nicht mit fruchtlosen Argumenten über die Gültigkeit dieser bildhaften Vorstellungen, sondern hat die Aufgabe, beide Gesichtspunkte als Teilaspekte einer Realität anzusehen, die durch kein anschauliches Modell vollständig beschrieben werden kann. Soweit bekannt ist, lassen sich die feineren Einzelheiten physikalischer Vorgänge nur durch den mathematischen Apparat der Quantenmechanik adäquat beschreiben.

Die Entdeckung der natürlichen Radioaktivität, bei der atomare Teilchen, wie z. B. Heliumionen (α-Teilchen), von bestimmten schweren Elementen, wie Radium, emittiert werden, lieferte der Forschung ein neues Hilfsmittel. RUTHERFORD in England entdeckte, daß die Streuung sehr schneller geladener Teilchen an einer dünnen Goldfolie (Abb. 4) durch die COULOMBschen Wechselwirkungskräfte zwischen den α-Teilchen und einem sehr kleinen positiv geladenen „Kern" erklärt werden kann. Man fand, daß die Ladung des

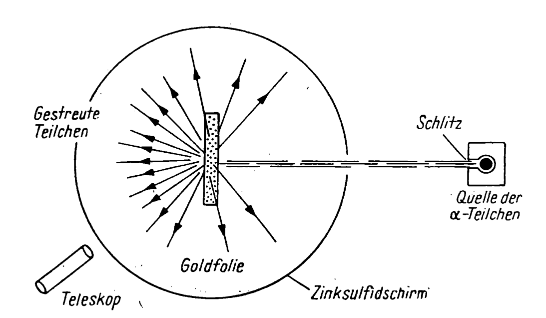


Abb. 4. RUTHERFORDs Methode zur Untersuchung der Streuung von α-Teilchen

zentralen Kerns zahlenmäßig etwa die Hälfte des Atomgewichtes betrug, woraus geschlossen wurde, daß das neutrale Atom aus einem zentralen Kern positiv geladener Teilchen und einer den Kern umgebenden Elektronenwolke besteht. Später konnte nachgewiesen werden, daß Kernladung und gesamte Elektronenladung zahlenmäßig mit der Ordnungszahl Z übereinstimmen. RUTHERFORD fand den Kerndurchmesser zu etwa 10^{-12} cm. Da der Atomdurchmesser bekanntlich 10^{-8} cm beträgt, geht daraus hervor, daß der Kern außerordentlich klein und seine Dichte im Vergleich zum gesamten Atom außerordentlich groß ist.

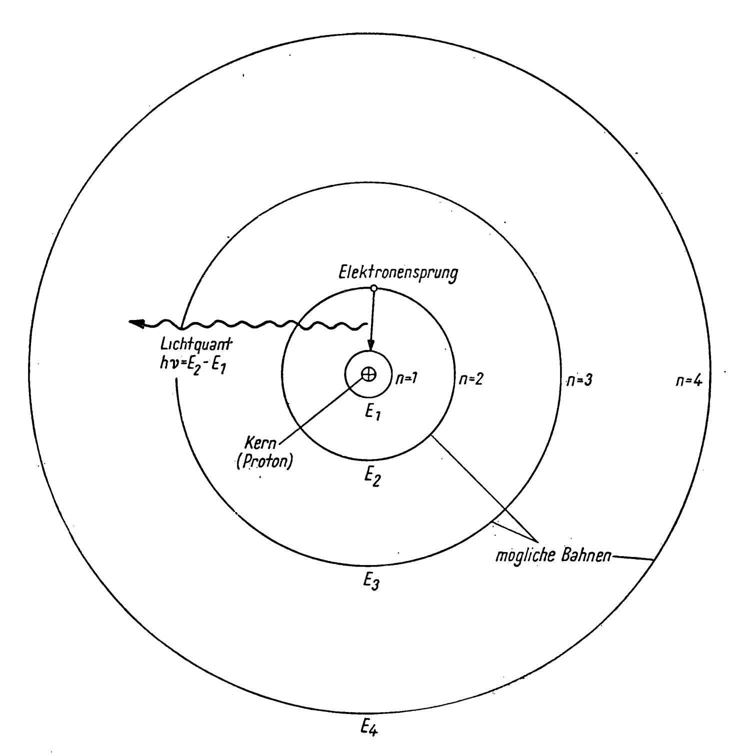


Abb. 5. Elektronenbahnen im BOHRschen Modell des Wasserstoffatoms

Dieses qualitative Bild wurde von NIELS BOHR in Dänemark im Jahre 1913 bei seiner berühmten Behandlung des Wasserstoffatoms durch eine quantitative Theorie untermauert. Mit Hilfe seiner Theorie konnten gleichzeitig die atomare Struktur und die Gesetzmäßigkeiten der Lichtemission erklärt werden.

Die BOHRsche Theorie des Wasserstoffatoms geht von einem einzelnen negativ geladenen Elektron aus, das sich in einer kreisförmigen Planetenbahn um den positiven Kern bewegt. BOHR verknüpfte sodann die Grundgesetze der Mechanik und der Elektrostatik mit der Quantenvorstellung. Damit das Elektron auf seiner Kreisbahn gehalten wird, muß zunächst die COULOMBsche Anziehung der beiden Ladungen der Zentrifugalkraft mv^2/r das Gleichgewicht halten. Das Elektron kann dabei auf mehreren Bahnen umlaufen, die durch einen bestimmten Radius r und eine Energie E_r charakterisiert werden. Das Gesetz der klassischen Elektrodynamik, wonach beschleunigte Ladungen Energie ausstrahlen, wird fallengelassen. Würde nämlich dieses Gesetz Gültigkeit haben, so müßten die Elektronen in Spiralbahnen in den Kern fallen. Die Aussendung von Spektrallinien der Frequenz ν wird als Folge eines „Sprunges" des Elektrons auf einen kleineren Kreis angesehen, wobei die PLANCKsche Beziehung in der Form $\Delta E = h\nu$ gilt. Die allein existierenden „stationären" Elektronenbahnen (Abb. 5) berechneten sich aus einer völlig neuen physikalischen Bedingung, wonach der Drehimpuls mvr des Elektrons um den Kern ein ganzzahliges Vielfaches n von $h/2\pi$ sein mußte, wobei h wieder die PLANCKsche Konstante bedeutet. Die mit n bezeichneten ganzen Zahlen werden Quantenzahlen genannt. Die von BOHR für das Wasserstoffatom abgeleiteten Gleichungen sind nachstehend aufgeführt.

$$r_n = n^2 r_0 \quad \text{(Bahnradius)},$$

wobei $r_0 = \hbar^2/me^2$ der kleinste Bahnradius ist. Das Symbol $\hbar$ bedeutet lediglich $h/2\pi = 1{,}05 \cdot 10^{-27}$ erg sec. Setzt man $m = 9{,}11 \cdot 10^{-28}$ g und $e = 4{,}80 \cdot 10^{-10}$ ESE ein, so findet man $r_0 = 0{,}53 \cdot 10^{-8}$ cm. Damit konnte bewiesen werden, daß die atomaren Dimensionen von der Größenordnung 10^{-8} cm sind.

$$E_n = -\frac{m e^4}{2 n^2 \hbar^2} \quad \text{(Bahnenergie)}.$$

Das negative Vorzeichen bedeutet, daß Arbeit *geleistet* werden muß, um das Elektron vollkommen aus dem Atom zu entfernen; die maximale Energie E_1 muß dann aufgebracht werden, wenn sich das Elektron auf seiner innersten Bahn befindet, für die $n = 1$ ist. Zahlenmäßig ergibt sich $|E_1| = 2{,}2 \cdot 10^{-11}$ erg oder 13,5 eV. Dieses Ergebnis stimmt ausgezeichnet mit den experimentell gefundenen Werten der Ionisationsenergie überein. Die beim Elektronensprung zwischen zwei beliebigen Bahnen, die durch n_1 und n_2 gekennzeichnet sind, erzeugte Lichtfrequenz berechnet sich aus

$$\nu = \frac{\Delta E}{h} = \frac{E_1}{h}\left(\frac{1}{n_2^2} - \frac{1}{n_1^2}\right).$$

Die beste Bestätigung der Theorie war ihre Erklärung der schon seit langem bekannten empirischen Beziehungen zwischen den Linien des Wasserstoffspektrums.

Im Licht der exakteren Quantenmechanik muß man die BOHRsche Theorie von 1913 als unvollständig ansehen. Sie gilt jedoch nach wie vor als glänzende

Konzeption, die die weitere wissenschaftliche Arbeit außerordentlich befruchtete, und als wertvollstes Hilfsmittel, die atomare Struktur zu versinnbildlichen.

In ähnlicher Weise wie beim Wasserstoffatom läßt sich z. B. der Vorgang der Röntgenstrahlerzeugung durch das Modell eines komplizierteren Atoms erklären. Eine Röntgenröhre besteht aus einem Vakuumgefäß und enthält eine Elektronenquelle und eine Metallanode, wie in Abb. 6 dargestellt ist. Die beschleunigten Elektronen prallen auf die Anode, wobei Lichtquanten hoher Energie ausgelöst werden, deren Frequenzen bestimmte Werte annehmen. Man

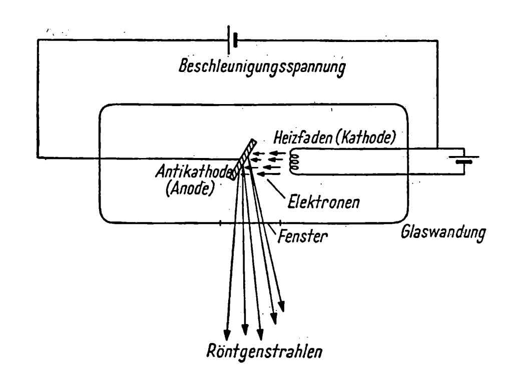


Abb. 6. Röntgenröhre

nimmt an, daß ein Atom eines schweren Elementes, das als Antikathode verwendet wird, aus einem Kern besteht, dessen innerste K-Schale aus 2 umlaufenden Elektronen besteht. Weiter außen liegen die L-Schale mit 8 Elektronen, die M-Schale mit 18 Elektronen usw. Ist die Ordnungszahl kleiner als die Anzahl der Elektronen, die zum Auffüllen der jeweils letzten Schale benötigt werden, so bleibt die letzte Schale unvollständig oder „unabgeschlossen". Das zuerst von Pauli ausgesprochene Ausschließungsprinzip erlaubt, die Maximalzahl der in jeder Schale möglichen Elektronen zu bestimmen. Die Elektronenbahnen lassen sich nämlich durch eine Gruppe von vier Quantenzahlen charakterisieren, die sich auf ihren Bahndrehimpuls und ihren Eigendrehimpuls oder „Spin" beziehen. Das *Pauli-Prinzip* besagt nun, daß zwei Elektronen nicht dasselbe System von Quantenzahlen besitzen können. Daraus folgt dann, daß nur 2 Elektronen die K-Schale, nur 8 die L-Schale usw. besetzen können.

Mit Hilfe dieses Atommodells (Abb. 7) läßt sich auch die Emission der Röntgenstrahlung erklären. Ein auftreffendes Elektron schleudert ein anderes aus der K-Schale des Atoms. Das System ist um so stabiler, je näher die Elektronen am Kern sind; fehlt in der K-Schale ein Elektron, so wird dieses sofort aus der L-Schale ergänzt. Dabei wird ein der Energiedifferenz der beiden

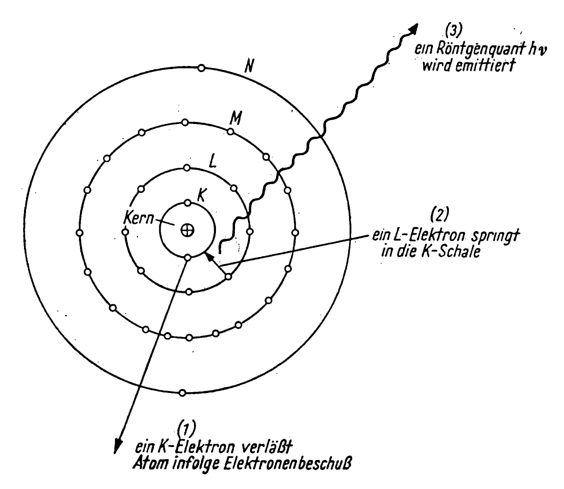


Abb. 7. Atommodell zur Erklärung der Erzeugung von Röntgenstrahlen

Niveaus entsprechendes Strahlungsquant $h\nu$ ausgesandt; dies führt zu den in Abb. 8 dargestellten charakteristischen Röntgenlinien.

Die schwächere Strahlung mit kontinuierlichem Spektrum (Bremsstrahlung), die gleichzeitig beobachtet wird, entsteht durch die Abbremsung der aufprallenden Elektronen.

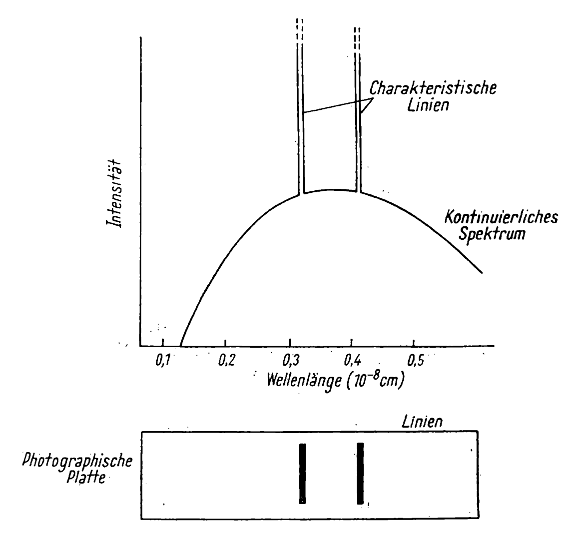


Abb. 8. Röntgenspektrum

Obgleich die Wellenlängen des Röntgenspektrums mit Hilfe von Beugungsmethoden, also einer wellentheoretischen Methode, bestimmt werden, läßt sich die Wechselwirkung von Röntgenstrahlen mit den Elektronen im Atom am einfachsten als Stoß zweier Teilchen erklären. Dieser als COMPTON-Streuung bezeichnete Vorgang ist auch für die Abschirmung von Kernstrahlungen von großer Bedeutung. Zum quantitativen Verständnis des Mechanismus ist eine kurze Zusammenfassung der Folgerungen der Relativitätstheorie notwendig.

Im Jahre 1905 postulierte ALBERT EINSTEIN zwei Annahmen, auf denen sich seine berühmte Relativitätstheorie aufbaut: a) Die physikalischen Gesetze lassen sich in der gleichen Form in den Koordinaten irgendeines Inertialsystems ausdrücken; b) Die Lichtgeschwindigkeit ist für alle Beobachter unabhängig von der Bewegung ihres Beobachtungssystems die gleiche. Eine wichtige Folgerung dieser Postulate besteht darin, daß die träge Masse eines bewegten Körpers mit der Geschwindigkeit anwächst. Bezeichnet man die Ruhmasse mit m_0, so beträgt die Masse bei der Geschwindigkeit v

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}},$$

wobei c die Lichtgeschwindigkeit, etwa $3 \cdot 10^{10}$ cm/sec, ist. Um diese Geschwindigkeit v zu erreichen, muß das Teilchen durch eine Kraft beschleunigt, also Arbeit geleistet werden. Der Zuwachs an kinetischer Energie berechnet sich aus der bekannten Formel

$$T = \int F\, dx.$$

Nach dem 2. NEWTONschen Gesetz ist $F = dp/dt$, wenn p den Impuls mv bedeutet. Durch Integration erhält man

$$T = (m - m_0)\, c^2,$$

woraus hervorgeht, daß der Zuwachs an kinetischer Energie dem Massenzuwachs proportional ist. Für Geschwindigkeiten, die sehr viel kleiner als c sind, ergibt sich angenähert

$$T \approx \frac{1}{2} m_0 v^2.$$

Bei einer Geschwindigkeit von $0{,}9\, c = 2{,}7 \cdot 10^9$ cm/sec beträgt der Massenzuwachs das 2,3fache der Ruhmasse. Mit Apparaten wie dem Betatron lassen sich Elektronen auf Energien von 100 MeV beschleunigen, bei denen die Teilchengeschwindigkeit den Wert $0{,}99999\, c$ hat und die Elektronenmasse das 194fache der Ruhmasse beträgt. Es sei ausdrücklich betont, daß obige Formeln sich nicht nur auf Elektronen, sondern auf *alle* bewegten Objekte beziehen.

Beim Stoß eines Lichtquants der Energie $E = h\nu$ und eines Elektrons der Ruhmasse m_0 (COMPTON-Stoß) wird das Elektron mit einer kinetischen Energie, die vom Quant geliefert wird, zurückgestoßen; letzteres hat daher nach dem

Stoß eine geringere Energie $E' = h\nu'$, also auch eine geringere Frequenz ν'. Im Verlauf dieser Wechselwirkung bleiben sowohl Impuls als auch Energie im ganzen erhalten. Benutzt man die tatsächliche Masse, so beträgt der Impuls des Elektrons mv, der des Quants $h\nu/c$. Handelt es sich um einen zentralen Stoß mit maximalem Energieverlust des Photons, so gelten die vereinfachten Gleichungen

$$\frac{h\nu}{c} = -\frac{h\nu'}{c} + mv \quad \text{(Impulserhaltung)},$$

$$h\nu = h\nu' + (m - m_0)\,c^2 \quad \text{(Energieerhaltung)}.$$

Wird aus diesen Gleichungen v eliminiert, so ergibt sich die *maximale* Änderung der Wellenlänge zu

$$\lambda' - \lambda = \frac{2h}{m_0 c} = 0{,}048 \text{ Å}.$$

Für Stöße, bei denen das Quant um den Winkel Φ aus der ursprünglichen Richtung abgelenkt wird, findet man die Beziehung

$$\lambda' - \lambda = \frac{h}{m_0 c}(1 - \cos\Phi).$$

Es soll die *maximale* Energieänderung für einen 50-keV-Röntgenstrahl abgeschätzt werden. Die ursprüngliche Energie beträgt (0,050 MeV) $(1{,}6 \cdot 10^{-6}$ erg/MeV) $= 8{,}0 \cdot 10^{-8}$ erg. Also $\nu = E/h = (8{,}0 \cdot 10^{-8}\text{ erg})/(6{,}62 \cdot 10^{-27}\text{ erg/sec}) = 1{,}21 \cdot 10^{19}/\text{sec}$, $\lambda = c/\nu = (3 \cdot 10^{10}\text{ cm/sec}) / (1{,}21 \cdot 10^{19}/\text{sec}) = 0{,}248 \cdot 10^{-8}$ cm. Also $\lambda' = 0{,}248 + 0{,}048 = 0{,}296$ Å. Rechnet man zurück, so findet man die neue Energie E' zu 42 keV.

1.3 *Kernstruktur*

Mit Hilfe von experimentellen Methoden, wie sie zuvor zur Messung des Verhältnisses e/m für Elektronen verwendet worden waren, wurden auch die schweren Restionen oder Kerne untersucht. In der ersten Arbeit von THOMSON wurden die Rollen von Kathode und Anode vertauscht. „Positive Strahlen", die durch ein Loch in der Kathode austraten, wurden wiederum mit Hilfe elektrischer und magnetischer Felder analysiert. Spätere Verbesserungen ergaben eine bessere Auflösung der Spuren, die auf einem Fluoreszenzschirm oder einer photographischen Platte durch die sehr schnellen Ionen hervorgerufen wurden. Mit diesen Vorrichtungen wurde die Existenz von Isotopen, d. h. Kernen des gleichen Elementes mit verschiedenen Massen, entdeckt.

Ein typisches Beispiel ist das Spektrogramm, das mit dem Element Neon (Ordnungszahl 10, Atomgewicht 20,2) erhalten wurde. An Stelle von einer Linie wurden auf der photographischen Platte zwei Linien gefunden, die den Atomgewichten 20 und 22 zuzuschreiben sind. Die relative Schwärzungs-

intensität ergab, daß der Anteil der ersten Komponente im Vergleich zur zweiten etwa zehnmal so groß wie diese ist.

Diese Entdeckung lieferte die Erklärung dafür, daß nicht alle Elemente Atomgewichte besitzen, die fast genau ein ganzzahliges Vielfaches des Atomgewichtes von Wasserstoff, 1,008, sind. So besitzt zwar Kohlenstoff das Atomgewicht 12,01 und Uran 238,07, dagegen sind die Atomgewichte von Chlor und Kadmium 35,46 bzw. 112,41. Wir wissen heute, daß Chlor aus den Isotopen $_{17}Cl^{35}$ und $_{17}Cl^{37}$ im Verhältnis 3 : 1 besteht. Die oberen Indizes bedeuten die Massenzahl A, die dem wirklichen Relativgewicht am nächsten kommt. Die Massenzahl A muß von der tatsächlichen Masse M (auf Sauerstoff bezogen) streng unterschieden werden. Die unteren Indizes geben die Ordnungszahl Z an. Die beiden Chlorkomponenten konnten nie durch chemische Methoden nachgewiesen werden, da sie fast identisch mit anderen Elementen reagieren. Einige Elemente besitzen bis zu zehn Isotopen, die sich über viele Einheiten des Atomgewichtes erstrecken. Obwohl Uran nur ein einziges Isotop zu besitzen scheint, besteht es tatsächlich aus drei Isotopen, nämlich U^{238} (99,29 %), U^{235} (0,71 %) und U^{234} (in äußerst geringen Spuren). Die systematische Untersuchung von Hunderten von Isotopen läßt erkennen, daß die Massen aller Isotope fast genau ganzzahlige Vielfache der Masse des Wasserstoffatoms sind. (Wir werden später auf die für die Kernphysik sehr wichtigen kleinen Abweichungen von der Ganzzahligkeit zurückkommen.) Wenn die Kerne, in denen fast die gesamte Masse des Atoms enthalten ist, sich tatsächlich nur aus Wasserstoffkernen (Protonen) zusammensetzen würden, müßte die Kernladungszahl Z gleich der Massenzahl A sein. Man glaubte anfangs, den Unterschied zwischen A und Z durch die Annahme erklären zu können, daß im Kern außer Protonen auch noch Elektronen vorhanden seien. Durch die experimentelle Entdeckung des *Neutrons* (n), einem elektrisch neutralen Teilchen, dessen Masse fast genau mit der des Protons übereinstimmt, wurde die Hypothese der Kernelektronen überflüssig.[1])

Nach der heutigen Vorstellung besitzt ein neutrales Atom Z Elektronen, die einen Kern aus Z Protonen und $A - Z = N$ Neutronen umgeben. In Abb. 9 ist der Kernaufbau mehrerer leichter Elemente und Isotope dargestellt.

Im Laufe der Jahre wurden die einfachen Geräte, mit denen zuerst die Existenz von Isotopen nachgewiesen wurde, vielfach verbessert. Es wurde eine Reihe von verschiedenartigen Massenspektrographen und -spektrometern entwickelt, in denen kombinierte elektrische und magnetische Felder benutzt werden. In Abb. 10 sind die hauptsächlichsten Bestandteile des Massenspektrographen von DEMPSTER schematisch wiedergegeben. Die positiven Ionen werden durch ein Spaltsystem in das radiale elektrische Feld geschossen, wonach sie ein gleichförmiges Magnetfeld, das senkrecht zur Bewegungsebene steht, durchlaufen. Ionen, die das gleiche e/m Verhältnis besitzen, treffen dann

[1]) Schon vor der Entdeckung des Neutrons war von N. BOHR darauf hingewiesen worden, daß im Kern keine Elektronen gebunden sein können, da die Bindungsenergie kleiner wäre als die aus der quantenmechanischen Unbestimmtheitsrelation folgende Energieschwankung eines im Kern lokalisierten Elektrons. (Anm. d. dtsch. Red.)

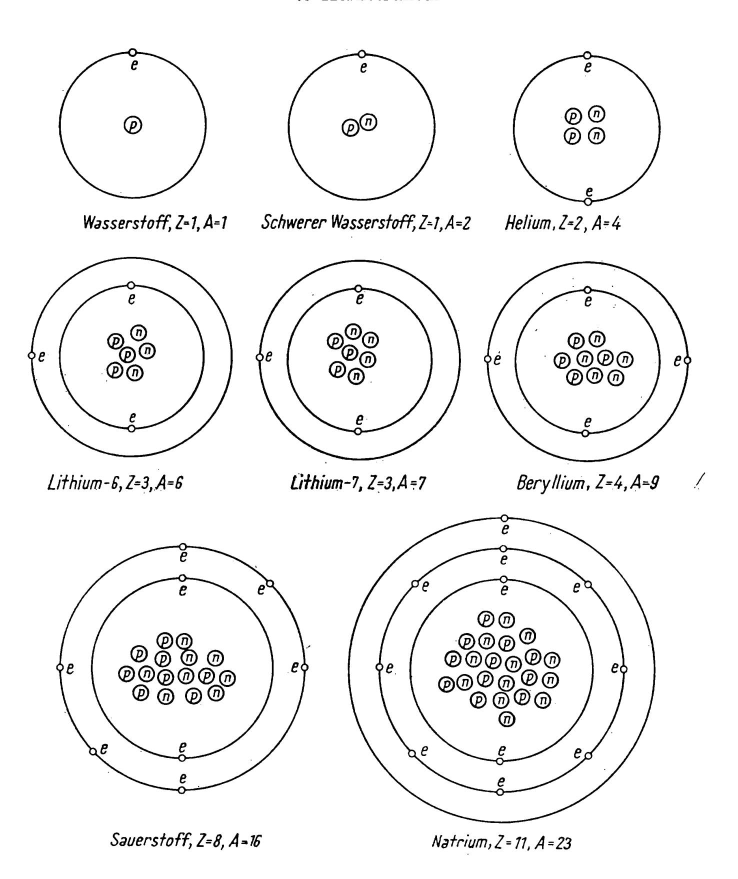


Abb. 9. Atom- und Kernstruktur der leichten Elemente und Isotope.
Diese Darstellungen sind nicht maßstabgerecht, da die Kernabmessungen von der Größenordnung 10^{-12} cm sind, die der Atome dagegen von der Größenordnung 10^{-8} cm

wieder am gleichen Ort auf der photographischen Platte zusammen. Diese Instrumente können für zwei verschiedene Zwecke benutzt werden.

1. Bestimmung der relativen Häufigkeit verschiedener Isotope. Dabei kommt es weniger auf die genaue Lage der Schwärzungslinien auf der photographischen Platte als vielmehr auf die Genauigkeit in der Bestimmung der relativen Intensität an.

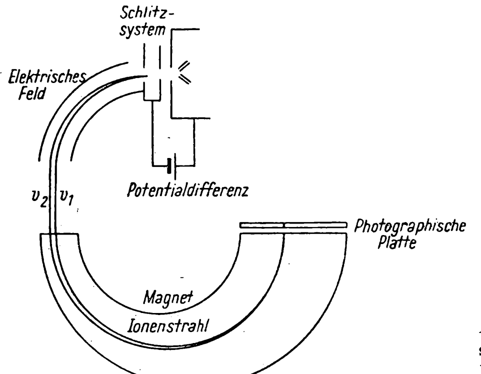


Abb. 10. Massenspektrograph nach DEMPSTER

2. Präzisionsbestimmung von Isotopenmassen. Für diesen Zweck muß das Auflösungsvermögen sehr hoch sein, um die genaue Lage der Linien in bezug auf Standardmassen wie etwa der des Sauerstoffisotops O^{16} zu bestimmen. Einige auf diese Weise bestimmte Isotopenmassen einschließlich der des Neutrons und Protons sind in Tab. 2 zusammengestellt.

Tabelle 2

Wichtige Isotopengewichte

Isotop	Gewicht, M[1])	Isotop	Gewicht, M[1])
$_1H^1$	1,00814	$_3Li^7$	7,01822
Proton	1,00759	$_8O^{16}$	16,0000...
Neutron	1,00898	$_{26}Fe^{56}$	55,9571
$_1H^2$	2,01473	$_{47}Ag^{107}$	106,950
$_2He^4$	4,00387	$_{82}Pb^{208}$	208,048

Die oben erwähnte Vorstellung, wonach alle Kerne aus Protonen und Neutronen bestehen, müßte eigentlich ergeben, daß sich z. B. die Masse des Heliumkerns aus der doppelten Protonenmasse und der doppelten Neutronenmasse zusammensetzt. Die Masse des He-Kerns beträgt 4,00277 (Isotopenmasse abzüglich 2 Elektronenmassen mit je 0,00055 Masseneinheiten). Prüfen wir die obige Schlußfolgerung, indem wir die Differenz der beiden Massen bilden, so ergibt sich nicht null, sondern

$$2\,(1{,}00759) + 2\,(1{,}00898) - 4{,}00277 = 0{,}03037.$$

Diese Diskrepanz ist weit größer als der mögliche Meßfehler.

[1]) In der hier benutzten *physikalischen Massenskala* wird die Masse von O^{16} gleich 16 gesetzt. Im Gegensatz dazu steht die *chemische* Massenskala, in der das natürliche Isotopengemisch des Sauerstoffs die Masse von genau 16 besitzt. Siehe auch die Arbeiten von C. W. LI, et al., Phys. Rev. *83*, 512, 1951; Phys. Rev. *88*, 1040, 1952.

Die Erklärung beruht auf dem Prinzip der Äquivalenz von Masse und Energie, das — lange bevor die obigen Daten verfügbar waren — von EINSTEIN entdeckt worden war. Dieses fundamentale Naturgesetz stellt eine verallgemeinerte Formulierung jenes Satzes der Relativitätsmechanik dar, dem zufolge ein Zuwachs an kinetischer Energie mit einem Zuwachs der trägen Masse verknüpft ist (Abschn. 1.2). Der Zusammenhang von Energie E und Masse m wird durch die Beziehung

$$E = m \cdot c^2$$

dargestellt, wobei $c = 2{,}99790 \cdot 10^{10}$ cm/sec die Lichtgeschwindigkeit bedeutet. Unter besonderen Bedingungen kann demnach Masse in Energie umgewandelt werden und umgekehrt. An Stelle der getrennten Erhaltungssätze für Masse und Energie tritt der neue Erhaltungssatz für Masse-Energie.

Demnach hat der oben erwähnte *Massendefekt* folgende physikalische Bedeutung: Bei der Bildung des Heliumkerns aus Protonen und Neutronen wurde die Überschußmasse als Strahlungs- oder thermische Energie frei; um den Heliumkern vollkommen zu zerlegen, muß man umgekehrt denselben Energiebetrag aufbringen. Nun beträgt nach obiger Formel das Energieäquivalent einer Einheit des Atomgewichtes (ME)

$$E = (1{,}66 \cdot 10^{-24}\,\mathrm{g}) \cdot (3 \cdot 10^{10}\,\mathrm{cm/sec})^2 = 14{,}916 \cdot 10^{-4}\,\mathrm{erg},$$

also

$$E = \frac{14{,}916 \cdot 10^{-4}\,\mathrm{erg}}{1{,}60186 \cdot 10^{-6}\,\mathrm{erg/MeV}} = 931{,}15\ \mathrm{MeV}.$$

Der Energiedefekt für den He-Kern beträgt daher $931{,}15 \cdot 0{,}03037 = 28{,}2$ MeV. Die Bildung neuer Elemente aus leichteren Teilchen, die sogenannte *Kernfusion*, ist die physikalische Grundlage der „Wasserstoffbombe".

Zur Berechnung der Energietönungen ist die Verwendung von Reaktionsgleichungen wie z. B.

$${}_1\mathrm{H}^2 + {}_1\mathrm{H}^2 \rightarrow {}_2\mathrm{He}^3 + {}_0n^1 + \text{Energie},$$

$${}_1\mathrm{H}^3 + {}_1\mathrm{H}^1 \rightarrow {}_2\mathrm{He}^4 + \text{Energie}$$

praktischer als die Schreibweise mit vier getrennten Teilchen.

Die für die Spaltung des Heliumkerns erforderliche Energie stellt ein Maß für die Anziehungskräfte zwischen Protonen und Neutronen dar. Daher kann der Massendefekt auch als Bindungsenergie bezeichnet werden. Es gilt also allgemein

$$\boxed{\text{Bindungsenergie} = 931{,}15\ [Zm_{\mathrm{H}} + (A - Z)m_n - M]\ \mathrm{MeV},}$$

worin M die Isotopenmasse einschließlich ihrer Z Elektronen, m_n die Neutronenmasse und m_{H} die Masse des neutralen Wasserstoffatoms bedeuten. In der obigen Beziehung besitzt sozusagen jedes Atom zusammen mit der Protonenmasse eine Elektronenmasse. Die gesamte Bindungsenergie des Kerns nimmt mit dem Atomgewicht einfach deshalb zu, weil mehrere Teilchen miteinander zu verbinden sind.

Die Bindungsenergie *pro Nukleon* (Proton oder Neutron) wächst im Bereich der leichten Elemente schnell auf ein Maximum von etwa 9 MeV in der Nähe der Masse 60 an und fällt dann langsam auf etwa 7 MeV am Ende des Periodischen Systems ab, wie in Abb. 11 gezeigt wird. Dieser Verlauf läßt sich auf Grund der verschiedenen Kräfte und resultierenden potentiellen Energien wie folgt erklären:

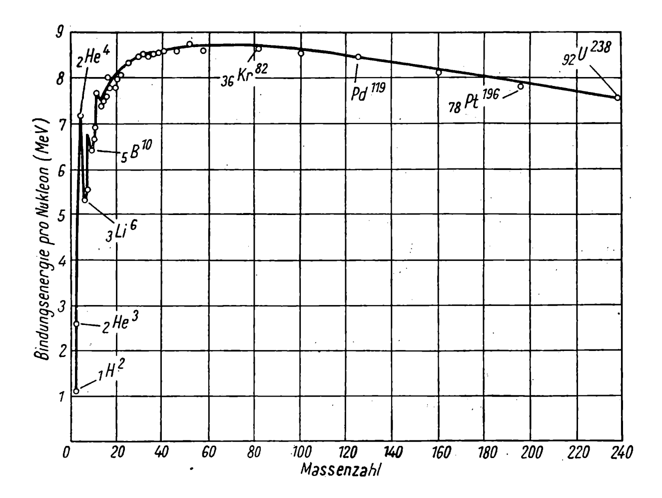


Abb. 11. Kernbindungsenergie pro Nukleon [Nach R. E. LAPP und H. L. ANDREWS, *Nuclear Radiation Physics*, 2. Aufl. Prentice-Hall, Inc., 1954]

1. *Anziehungskräfte zwischen den Nukleonen.* Diese stellen einen Kohäsionseffekt, ähnlich der Tropfenbildung in einer Flüssigkeit, dar. Die Anziehungsenergie ist der Zahl von Nukleonenpaaren und damit der Gesamtzahl A proportional. Da man sich die einzelnen Teilchen als dicht nebeneinander liegend vorstellt, ist A dem Kernvolumen proportional.

2. *Coulombsche Abstoßungskräfte zwischen den Protonen.* Die Ladungen stoßen sich paarweise mit einer Kraft e^2/r^2 ab, woraus die gesamte elektrostatische Energie einer Kugel mit Z Protonen zu $3\,Z^2e^2/5R$ folgt, wenn R der Kernradius ist ($R \simeq 1{,}4 \cdot 10^{-13}\,A^{1/3}$).

3. *Oberflächeneffekte.* Die an der Oberfläche des Kerns liegenden Teilchen sind weniger fest gebunden als die, die von anderen Nukleonen umgeben sind. Die Bindung nimmt in dem Maße zu, wie das Verhältnis von Oberfläche zu Volumen abnimmt. Dieser Energieanteil ist der Kernoberfläche, d. h. zu $A^{2/3}$, proportional.

4. *Neutronenüberschuß.* Abgesehen von Ladungs- und Oberflächeneffekten, würde der stabilste Kern gleich viel Neutronen und Protonen enthalten, d. h.

$N = Z$ oder $A/2 = Z$. Überwiegen die einen oder die anderen, so wird der Kern eine geringere Stabilität, also schwächere Bindung, besitzen. Man nimmt an, daß dieser Effekt zur gesamten Bindungsenergie einen Beitrag leistet, der zu $(A/2 - Z)^2/A$ proportional ist. Für schwere Elemente besteht stets ein Neutronenüberschuß, d. h., $A/2$ ist wesentlich größer als Z. Da die COULOMBschen Abstoßungskräfte dadurch kleiner werden, ist diese Zusammensetzung stabiler als im Fall gleicher Neutronen- und Protonenzahl.

1.4 *Strahlen und Teilchen aus radioaktiven Kernen*

Die drei wichtigsten Produkte des radioaktiven Zerfalls sind α-Teilchen, β-Teilchen und γ-Strahlen. Die ersteren sind identisch mit Heliumkernen, die zweiten mit Elektronen und die dritten mit elektromagnetischer Strahlung, die gewöhnlich härter als die Röntgenstrahlung ist. Nachstehend werden die Eigenschaften der Zerfallsprodukte beschrieben.

α-Teilchen. Viele der schweren radioaktiven Elemente stoßen spontan diese Teilchen der Masse 4 und der Ladung 2 aus und verwandeln sich dadurch in ein neues Element. Ein Beispiel für diese Reaktion ist

$$_{92}U^{238} \rightarrow {}_2He^4 + {}_{90}Th^{234}.$$

Es zeigt, wie die Massenzahl um 4 verringert wird, während die Ordnungszahl um 2 Einheiten kleiner wird. Man kann sich den Kern eines schweren Elementes wie etwa U^{238} als dichte Packung von Protonen, Neutronen und α-Teilchen vorstellen, die innerhalb einer Kugel von 10^{-12} cm Radius in dauernder Bewegung sind. Die Aussendung eines α-Teilchens von einem Kern hängt

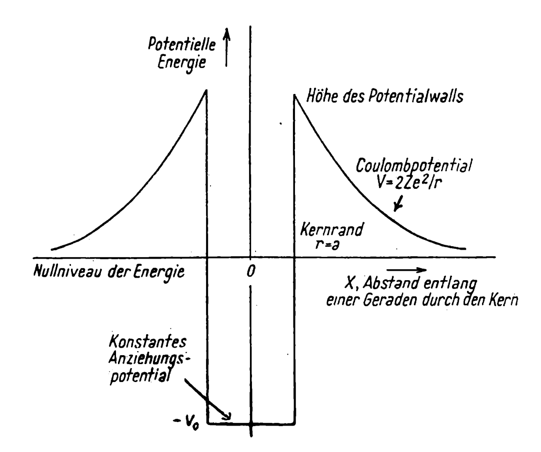


Abb. 12. Potentielle Energie eines α-Teilchens in einem radioaktiven Kern

von zwei konkurrierenden, vollständig unterschiedlichen Kräften ab. Der eine Kräftetyp ist die elektrostatische Abstoßung, der andere ist die Kernkraft, die innerhalb der bekannten makroskopischen Vorgänge kein Gegenstück besitzt. Letztere hat die Eigenschaft, daß sie mit Ausnahme sehr kleiner Abstände ($\simeq 10^{-13}$ cm) zweier Teilchen praktisch null ist. Der Verlauf dieser beiden Kräfte wird gewöhnlich durch ein Diagramm der potentiellen Energie beschrieben (Abb. 12). Befindet sich das α-Teilchen im Kern, so entspricht seine Energie einem Niveau am Boden dieses „Potentialtopfes". Erhält es auf irgendeine Weise durch andere Kernteilchen genügend Energie, kann es den Potentialwall übersteigen und wird „talwärts", d. h. aus dem Kern heraus, beschleunigt. Die Quantenmechanik kommt zu der ungewöhnlichen Voraussage, daß das Teilchen sogar dann entkommen kann, wenn es diesen Energiebetrag nicht besitzt. Es besteht eine endliche, wenn auch geringe Wahrscheinlichkeit, daß das α-Teilchen sich irgendwo im Raum, also auch außerhalb des Walls, befinden kann. Der erwähnte Prozeß wird oft durch den Ausdruck „Tunneleffekt" beschrieben, der für die Veranschaulichung eines Phänomens dieser Art nützlich ist, das, wie oben festgestellt, die Vorstellungskraft klassischer Modelle übersteigt. Die Theorie wird durch Messung der Zerfallsgeschwindigkeit der schweren Kerne und der Energie der emittierten α-Teilchen bestätigt. Wie zu erwarten, erweist sich die Zerfallswahrscheinlichkeit um so größer, je energiereicher die emittierten α-Teilchen sind.

Obwohl die α-Teilchen schwere und energiereiche Partikel sind, können sie nur dünne Materieschichten durchdringen. Es gelten die zwei Faustregeln: a) Die meisten α-Teilchen werden schon durch einen Bogen Papier gestoppt; b) Die Reichweite in Luft beträgt 1 cm für je 2 MeV Energie. Infolge der Wechselwirkung ihrer Ladung mit der der Elektronen werden die α-Teilchen in der von ihnen durchsetzten Materie abgebremst. Wenn ein positives Ion nahe an einem Atom vorbeifliegt, erreicht die Anziehungskraft e^2/r^2 mit abnehmender Entfernung ein Maximum und nimmt wieder ab, wenn sich das Teilchen entfernt. Dabei können aus dem Atom Elektronen herausgerissen werden; die für diese Ionisation erforderliche Energie muß vom α-Teilchen geliefert werden. Besitzen die α-Teilchen eine sehr hohe Geschwindigkeit, so bleiben sie nicht lange genug in Atomnähe, um den erforderlichen Impuls abgeben zu können. Verringert sich ihre Geschwindigkeit jedoch, so haben die Elektronen Zeit genug, sich der Störung anzupassen, wobei gelegentlich das Heliumion seine zwei fehlenden Elektronen einfängt und sich so neutralisiert. Ein typisches Beispiel für den Ionisationsverlauf in Luft als Funktion der Entfernung von der α-Quelle ist in Abb. 13 dargestellt.

β-Teilchen. Die von den radioaktiven Kernen ausgesandten Elektronen werden β-Teilchen genannt; diese Bezeichnung wurde ihnen gegeben, ehe sie als Elektronen identifiziert wurden. Es wurde bereits festgestellt, daß im Kern keine Elektronen enthalten sind. Dieses scheinbare Paradox kann durch die Annahme erklärt werden, daß die im folgenden dargestellte Umwandlung eines Neutrons im Kern

$$_0n^1 \rightarrow {}_1\mathrm{H}^1 + {}_{-1}e^0$$

als Elektronenquelle dient. Dabei verwandelt sich das Ausgangselement in ein anderes, dessen Ordnungszahl um eins größer ist, während die Zahl A unverändert bleibt. Als Beispiel diente die Umwandlung

$$_{82}Pb^{214} \rightarrow {}_{83}Bi^{214} + {}_{-1}e^{0}.$$

Jede β-Emission ist mit der Emission eines weiteren Teilchens verknüpft, das *Neutrino* genannt wird. Das Neutrino hat zwar eine sehr kleine Masse und keine Ladung, übernimmt aber im Mittel etwa $^2/_3$ der beim β-Zerfall freiwerdenden Gesamtenergie. Das Neutrino durchdringt die Materie sehr leicht und spielt weder in der Reaktortechnik noch für Fragen des Strahlungsschutzes eine wesentliche Rolle.

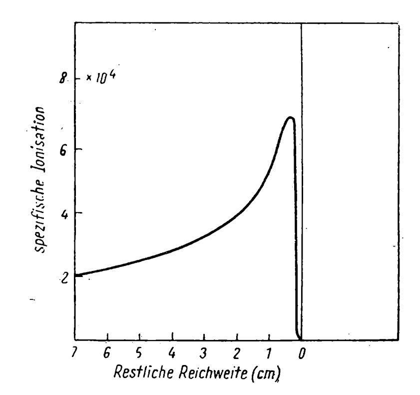


Abb. 13. Ionisation der Luft durch α-Teilchen pro cm Wegstrecke

Die Reichweite der β-Teilchen in materiellen Medien ist gewöhnlich viel größer als die der α-Teilchen. Einige Millimeter Metall wie Aluminium sind zur Abbremsung dieser Elektronen ausreichend. Die Näherungsformel von FEATHER, die die Reichweite-Energie-Beziehung für β-Energien oberhalb von 0,8 MeV wiedergibt, lautet:

$$\text{Reichweite (g/cm}^2) \simeq 0{,}546\,E\,(\text{MeV}) - 0{,}16.$$

Die Elektronenwechselwirkung mit den Atomelektronen ist der Wechselwirkung mit α-Teilchen ähnlich, da beide energiereiche geladene Teilchen sind. Der Unterschied ist nur graduell und rührt von der Tatsache her, daß das Elektron eine wesentlich geringere Masse als das α-Teilchen besitzt.

γ-Strahlen. Der Ursprung der Röntgenstrahlen wurde in einem vorangegangenen Abschnitt auf energetische Übergänge der Elektronen im Atom zurückgeführt. Die γ-Strahlen, die physikalisch ebenso wie die Röntgenstrahlen Quanten elektromagnetischer Strahlung sind, rühren von Energie-

übergängen innerhalb des *Kerns* her. Wird ein α-Teilchen von einem schweren Kern emittiert, so beträgt die mitgeführte Energie weniger als dem Grundzustand des neuen Kerns entspricht, d. h., der neue Kern bleibt in einem angeregten Energiezustand zurück. Diese Energie wird in Form eines γ-Quants der Energie $h\nu$ frei. Während Röntgenquanten Energien von der Größenordnung 10^3 eV besitzen, liegen die Energien von γ-Quanten meist in der Größenordnung einiger MeV. Ein als *innere Umwandlung* bezeichnetes Phänomen stellt eine Alternative zur γ-Emission eines Kerns dar. Die Anregungsenergie des Kerns kann nämlich auf ein Elektron in der K-Schale des Atoms übertragen werden, so daß ein Elektron ausgesandt wird, worauf dann die gewöhnliche Röntgenemission folgt. Die innere Umwandlung wird manchmal fälschlich als Emission eines γ-Strahls dargestellt, der das Elektron hinausstößt.

Im Gegensatz zur α- und β-Strahlung haben die γ-Strahlen ein relativ großes Durchdringungsvermögen und besitzen keine definierte Reichweite. Die Intensitätsabnahme eines γ-Strahlbündels, das auf eine Platte von beispielsweise Blei auftrifft, wird durch eine Exponentialfunktion beschrieben. Der Anteil der γ-Strahlung, der seine ursprüngliche Richtung und Energie beibehält und in einem Medium eine Entfernung x zurückgelegt hat, beträgt

$$\frac{I}{I_0} = e^{-\mu x},$$

wobei μ, der „lineare Absorptionskoeffizient“, eine Funktion der γ-Energie und des Mediums ist. Die Schichtdicke, die die Intensität auf die Hälfte abschwächt, kann aus dieser Exponentialformel zu

$$\frac{I}{I_0} = \frac{1}{2} = e^{-\mu x_{1/2}}$$

oder

$$x_{1/2} = \frac{\ln 2}{\mu} = \frac{0{,}693}{\mu}$$

berechnet werden. In jeder folgenden Schicht dieser Dicke wird der Strahl um einen zusätzlichen Faktor $\frac{1}{2}$ geschwächt. Diese „Halbwertsdicke“ wird oft zur Charakterisierung des Absorptionsvermögens eines Stoffes benutzt. Für 1-MeV-γ-Strahlung in Blei z. B. ist $x_{1/2}$ etwa 1 cm. Daraus folgt, daß für die Abschwächung der Intensität auf den Bruchteil $1/32 = \left(\frac{1}{2}\right)^5$ etwa 5 cm dicke Bleiplatten benötigt werden.

Die Energie der γ-Strahlen wird durch drei Prozesse *dissipiert.* Der erste beruht auf Ionisation oder *photoelektrischem Effekt*, wobei das γ-Quant ein Elektron aus dem bestrahlten Element ausstößt. Dieser Vorgang spielt sich hauptsächlich bei niedrigen Energien bis etwa 1 MeV ab. Der zweite Prozeß ist die COMPTON-*Streuung*, die bereits früher in Zusammenhang mit

Röntgenstrahlen beschrieben wurde. Dieser Beitrag zur Energiedissipation nimmt mit wachsender Frequenz (d. h. mit wachsender γ-Energie) ab, ist jedoch bis 5 MeV oder mehr beachtenswert. Der dritte Prozeß ist die *Paarerzeugung*, bei der die Energie des Quants in Masse verwandelt wird. Die dabei entstehenden Teilchen sind ein Elektron und ein Positron; letzteres hat die gleiche Masse wie ein Elektron, jedoch eine positive Elementarladung. Die Paarerzeugung beginnt bei 1 MeV und nimmt mit wachsender Energie unbeschränkt zu. Das Einsetzen der Paarerzeugung läßt sich aus der für die Bildung von 2 Elektronenmassen erforderlichen Energie

$$2 m_0 c^2 = 2 \cdot (9{,}1 \cdot 10^{-28}) \cdot (3 \cdot 10^{10})^2 = 1{,}64 \cdot 10^{-6}\,\mathrm{erg} = 1{,}02\,\mathrm{MeV}$$

berechnen.

Um unsere Übersicht der physikalischen Effekte bei der Radioaktivität zu vervollständigen, soll noch der Prozeß des *K-Einfangs* erwähnt werden. In einigen Kernen, wie beispielsweise $_{29}Cu^{64}$, wird eines der K-Schalenelektronen vom Kern eingefangen, der dadurch zu einem Element mit niedriger Ordnungszahl, d. h. $_{28}Ni^{64}$, umgewandelt wird. Der Kern emittiert sodann ein γ-Quant, um die entstandene Überschußenergie abzuführen. Das genannte Ausgangselement kann auch durch den Vorgang der Positronemission zerfallen. In beiden Fällen wird gleichzeitig ein Neutrino ausgesandt.

1.5 *Gesetze des radioaktiven Zerfalls*

Wir haben bisher die einzelnen radioaktiven Prozesse der α, β- und γ-Emission ohne Berücksichtigung der *Geschwindigkeit* beschrieben, mit der diese Ereignisse ablaufen. Zunächst muß festgestellt werden, daß der Zerfallsprozeß statistischer Natur ist. Bei einer Ansammlung radioaktiver Atome läßt sich nicht vorhersagen, welcher Kern in einem vorgegebenen Zeitraum zerfallen wird. Man kann lediglich aussagen, daß ein bestimmter *Bruchteil* während jedes Zeitintervalls von einer Sekunde zerfallen wird. Dieser mit λ bezeichnete Bruchteil, die Zerfallskonstante, ist von der daran beteiligten Zahl der Kerne unabhängig; es können 10 oder 10 Billionen sein. Die nunmehr darzustellende mathematische Beschreibung der Zerfallsgesetze wird in der Kerntechnik vielseitig angewandt und soll an dieser Stelle ausführlich besprochen werden.

Wir bezeichnen die Anzahl der radioaktiven Kerne zu einem beliebigen Zeitpunkt t mit N. Nach einem infinitesimalen Zeitabschnitt dt verringert sich die Anzahl auf $N - dN$. Ist der zerfallende Bruchteil in der Sekunde λ, so gehen in dt Sekunden $N\lambda\,dt$ Kerne verloren. Dies ist gleich der Größe $-dN$, wobei das negative Vorzeichen auf die Abnahme hinweist. Daraus ergibt sich die Differentialgleichung

$$-\frac{dN}{N} = \lambda\,dt,$$

die für N in Abhängigkeit von t gelöst werden kann. Integriert man beide Seiten, so ergibt sich $\ln N = -\lambda t + C$, wo C eine zu bestimmende Konstante

ist. Wenn zu Beginn ($t = 0$) N_0 Atome vorhanden waren, muß C, um die obige Gleichung zu befriedigen, $\ln N_0$ werden. Somit ergibt sich

$$\boxed{N = N_0 e^{-\lambda t}.}$$

In Abb. 14 ist N als Funktion der Zeit aufgetragen. Die *Halbwertzeit* t_H einer radioaktiven Substanz ist als die Zeit definiert, nach der die ursprüngliche

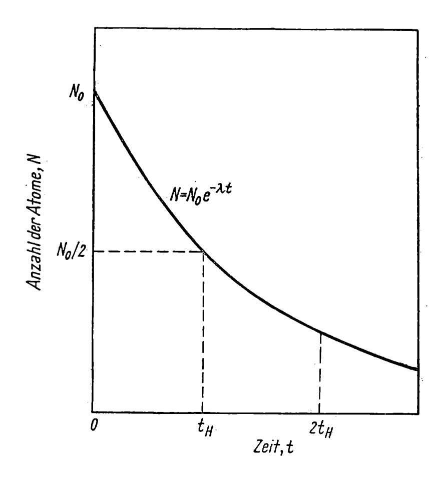


Abb. 14. Zerfall einer radioaktiven Substanz

Atomzahl auf die Hälfte vermindert ist. Demnach ist $N/N_0 = \frac{1}{2} = e^{-\lambda t_H}$, woraus durch Logarithmieren beider Seiten die Beziehung

$$t_H = \frac{0{,}693}{\lambda}$$

folgt, worin 0,693 der Wert von ln 2 ist.

Als Beispiel soll die Zerfallsrate für 1 g des radioaktiven Elementes Radium (Atomgewicht 226, Halbwertzeit 1620 Jahre) bestimmt werden. Die Zerfallsrate, auch *Aktivität* genannt, ist definiert als

$$A = \left|\frac{dN}{dt}\right| = \lambda N = \lambda N_0 e^{-\lambda t}.$$

Die Halbwertzeit von Radium beträgt

$$t_H = 1620 \text{ Jahre} = 5{,}11 \cdot 10^{10} \text{ sec},$$

und die Zerfallskonstante ist

$$\lambda = \frac{0,693}{t_H} = 1,356 \cdot 10^{-11}\ \mathrm{sec}^{-1}.$$

Die Zahl der Atome pro Gramm beträgt

$$N = \frac{6,023 \cdot 10^{23}\,(\text{Atome/Mol})}{226\,(\text{g/Mol})} = 2,665 \cdot 10^{21}.$$

Damit ergibt sich die Aktivität von 1 g Radium zu

$$A = \lambda N = 1,356 \cdot 10^{-11} \cdot 2,665 \cdot 10^{21} = 3,61 \cdot 10^{10}\ \text{Zerfallsakte/sec}.$$

Aus früheren Meßergebnissen wurde eine Zerfallsrate für Radium von etwa $3,7 \cdot 10^{10}$ gefunden. Diese Größe wurde als Einheit der Aktivität verwendet und Curie genannt. Die obige Definition wurde beibehalten, obwohl die Bezugnahme auf das Radium heute nicht mehr genau ist:

$$\boxed{1\ \text{Curie} = 3,7 \cdot 10^{10}\ \text{Zerfallsakte sec}^{-1}.}$$

Eine weitere nützliche Berechnung läßt sich für das *Wachstum* einer radioaktiven Probe anstellen, die etwa als Target in einem Zyklotron durch energiereiche geladene Teilchen beschossen oder in einem Reaktor dem dort herrschenden Neutronenfluß ausgesetzt wird oder auch erst durch Kernspaltung neu entsteht. Wir bezeichnen jeweils die pro Zeiteinheit erzeugte Anzahl von neuen Atomen mit g, ihre Zerfallsgeschwindigkeit wieder mit $-\lambda N$. Der Nettozuwachs ergibt sich dann aus der Gleichung

$$\frac{dN}{dt} = g - \lambda N.$$

Nach der üblichen Methode zur Lösung dieser Differentialgleichung multipliziert man beide Seiten der Gleichung mit dem integrierenden Faktor $e^{\lambda t}$ und erhält dann

$$\frac{d}{dt}(N e^{\lambda t}) = g c^{\lambda t}.$$

Wenn die Teilchenzahl zur Zeit $t = 0$ Null beträgt, liefert die Integration die Teilchenzahl für eine beliebige spätere Zeit t

$$N = e^{-\lambda t} \int_0^t g e^{\lambda t}\, dt.$$

(Es soll erwähnt werden, daß diese Methode auch für den Fall anwendbar ist, wo die Erzeugungsgeschwindigkeit g zeitlich nicht konstant ist, wie z. B. beim

Zerfall eines radioaktiven Mutterelementes in neue Isotope.) Die Integration liefert *für konstantes g* den Ausdruck

$$N = \frac{g}{\lambda}\left(1 - e^{-\lambda t}\right).$$

Im Verlauf dieser Kurve (Abb. 15) lassen sich drei Bereiche unterscheiden. Für $t = 0$ wird $N = 0$, was der ursprünglichen Problemstellung entspricht. Für kurze Wachstumszeiten, d. h., solange t weit unterhalb der Halbwertzeit des radioaktiven Produktes bleibt ($\lambda t \ll 1$), braucht man nur die beiden ersten Terme der Reihenentwicklung

$$e^x = 1 + x + \frac{x^2}{2!} + \cdots$$

zu berücksichtigen, so daß

$$e^{-\lambda t} \simeq 1 - \lambda t.$$

Für diese Zeiten des ersten Bereiches wird also

$$N \simeq \frac{g}{\lambda}\left[1 - (1 - \lambda t)\right] = g t.$$

Qualitativ bedeutet dieses Ergebnis, daß das Produkt sich solange praktisch linear mit der Zeit vermehrt, bis sich sein Zerfall selbst bemerkbar macht.

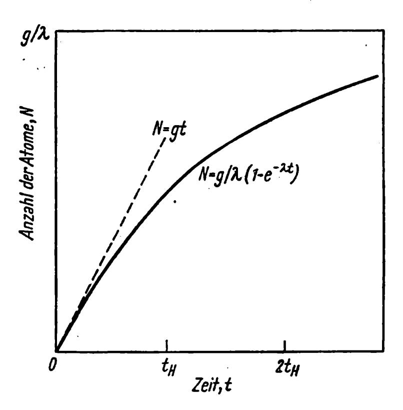


Abb. 15. Das Anwachsen eines radioaktiven Zerfallsprodukts

Für Zeiten, die umgekehrt sehr viel größer als die Halbwertzeit sind ($\lambda t \gg 1$), nähert sich die Anzahl der Atome dem konstanten Wert g/λ, wie sich direkt aus der ursprünglichen Gleichung für N für den Fall $t \to \infty$ ergibt:

$$N \simeq \frac{g}{\lambda}\left(1 - e^{-\infty}\right) = \frac{g}{\lambda}.$$

Die Aktivität des sich nach einem langen Zeitintervall angesammelten radioaktiven Materials beträgt demnach

$$A_\infty \simeq N\lambda \simeq g,$$

d. h., die Erzeugungsrate und die Zerfallsrate sind im Gleichgewichtszustand gleich groß. Die in Curie gemessene Aktivität beträgt im Gleichgewicht natürlich $g/(3{,}7 \cdot 10^{10})$.

1.6 *Kernreaktionen und künstliche Radioaktivität*

RUTHERFORD entdeckte als erster im Jahre 1919, daß sehr schnelle geladene Teilchen die Kerne von Elementen umwandeln können. Der durch Beschuß von Stickstoff durch α-Teilchen hervorgerufene Prozeß wird durch

$${}_2\mathrm{He}^4 + {}_7\mathrm{N}^{14} \rightarrow {}_8\mathrm{O}^{17} + {}_1\mathrm{H}^1$$

dargestellt oder in abgekürzter Schreibweise durch

$$\mathrm{N}^{14}(\alpha, p)\,\mathrm{O}^{17},$$

wo α und p das α-Teilchen bzw. das Proton bedeuten. Das bei dieser Reaktion entstehende Element existiert bereits in der Natur als stabiles Isotop des Sauerstoffs. Viele derartige Umwandlungen liefern jedoch radioaktive Substanzen. Die Reaktion

$${}_2\mathrm{H}^4 + {}_5\mathrm{B}^{10} \rightarrow {}_7\mathrm{N}^{13} + {}_0n^1$$

liefert beispielsweise das radioaktive Isotop N^{13}. Dieses Umwandlungsprodukt emittiert seinerseits ein Positron; die Halbwertzeit dieses Zerfalls beträgt 10,1 min. Während der Jahre 1930—1940 wurden auf dem Gebiet der Kernreaktionen und der künstlichen Radioaktivität große Fortschritte erzielt, vor allem dank der Entwicklung von Beschleunigern für geladene Teilchen, speziell des Zyklotrons, das von E. O. LAWRENCE an der Universität von Kalifornien entwickelt wurde. Die Wirkungsweise dieser Maschine beruht auf der Tatsache, daß sich ein geladenes Teilchen in einem homogenen Magnetfeld auf einer Kreisbahn bewegt. Beträgt die Feldstärke H Oersted, so wird der Bahnradius r (cm) für ein Teilchen der Ladung q (ESE), der Masse m (g) und der Geschwindigkeit v (cm/sec)

$$r = v/\omega \quad \text{mit} \quad \omega = \frac{qH}{mc}.$$

Je höher Energie und Geschwindigkeit sind, um so größer wird die Kreisbahn. Die Ionen werden periodisch zwischen den beiden halbkreisförmigen Hohlelektroden, die D's genannt werden, beschleunigt (Abb. 16), wozu eine hochfrequente Spannung an die D's gelegt wird. Zwischen der Frequenz der Wechselspannung und der des Ionenumlaufes läßt sich eine dauernde Resonanz erzielen, da die für einen Umlauf erforderliche Zeit von der Geschwindigkeit des Ions unabhängig ist. Die Ionen bewegen sich auf immer größeren Kreisbahnen, bis die gewünschte kinetische Energie erreicht ist und die Teilchen auf

ein Target aufprallen. Als Geschosse werden hauptsächlich Protonen, Deuteronen (ionisierte Deuteriumatome) und α-Teilchen verwendet. Als Target können fast alle Elemente des Periodischen Systems benutzt werden. Im

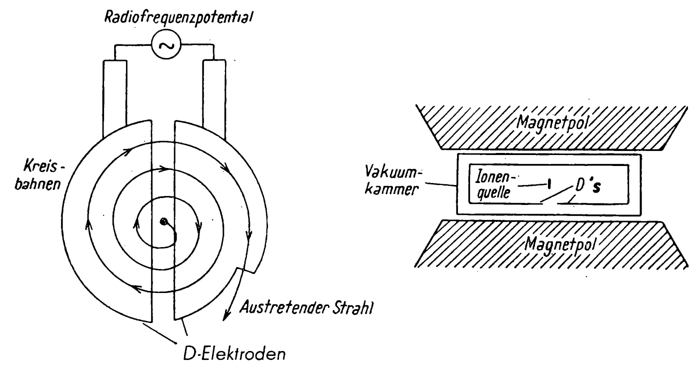


Abb. 16. Zyklotron

Gegensatz zu radioaktiven Teilchenquellen besitzt das Zyklotron den großen Vorteil, daß die Teilchenenergie optimal für die gewünschte Reaktion ausgewählt werden und Hunderte von MeV erreichen kann.

In Tab. 3 sind einige durch Verwendung von energiereichen geladenen Teilchen ausgelöste Reaktionen zusammengestellt. Die Abkürzungen sind γ für γ-Strahlen und d für Deuteronen.

Tabelle 3

Reaktionen bei Beschuß mit geladenen Teilchen

Reaktion	Radioaktivität des Produkts	Halbwertzeit	Teilchenenergie (MeV)
Proton:			
(p,γ) ${}_6C^{12} + {}_1H^1 \rightarrow {}_7N^{13} + \gamma$	Positron	10,1 min	1,24
(p,n) ${}_8O^{18} + {}_1H^1 \rightarrow {}_9F^{18} + {}_0n^1$	Positron	1,87 Std.	0,64
(p,α) ${}_9F^{19} + {}_1H^1 \rightarrow {}_8O^{16} + {}_2He^4$	stabil	...	...
(p,d) ${}_4Be^9 + {}_1H^1 \rightarrow {}_4Be^8 + {}_1H^2$	2 α-Teilchen	10^{-16} sec	0,1
Deuteron:			
(d,p) ${}_{15}P^{31} + {}_1H^2 \rightarrow {}_{15}P^{32} + {}_1H^1$	Elektron	14,3 Tage	1,71
(d,n) ${}_4Be^9 + {}_1H^2 \rightarrow {}_5B^{10} + {}_0n^1$	stabil	...	...
(d,α) ${}_{13}Al^{27} + {}_1H^2 \rightarrow {}_{12}Mg^{25} + {}_2He^4$	stabil	...	...
α-Teilchen:			
(α,n) ${}_{13}Al^{27} + {}_2He^4 \rightarrow {}_{15}P^{30} + {}_0n^1$	Positron	2,18 min	3,5
(α,p) ${}_7N^{14} + {}_2He^4 \rightarrow {}_8O^{17} + {}_1H^1$	stabil	...	...

Die bei Reaktionen mit geladenen Teilchen entstehenden Neutronen und γ-Strahlen können ebenfalls als Geschosse benutzt werden. Beispiele der durch diese erzeugten Sekundärreaktionen sind in Tab. 4 wiedergegeben.

Tabelle 4

Reaktionen bei Beschuß mit Neutronen oder γ-Quanten

Reaktion	Radioaktivität des Produkts	Halbwertzeit	Teilchenenergie (MeV)
Neutronen:			
(n,γ) $_{48}Cd^{113} + {}_0n^1 \rightarrow {}_{48}Cd^{114} + \gamma$	stabil	...	...
(n,p) $_7N^{14} + {}_0n^1 \rightarrow {}_6C^{14} + {}_1H^1$	Elektron	5700 Jahre	0,155
(n,α) $_3Li^6 + {}_0n^1 \rightarrow {}_2He^4 + {}_1H^3$ (Tritium)	Elektron	12,5 Jahre	0,189
γ-Strahlen:			
(γ,n) $_{35}Br^{81} + \gamma \rightarrow {}_{35}Br^{80} + {}_0n^1$	2 γ-Quanten	4,4 Std.	0,049; 0,037
	Elektron	18,5 min	2,0
(γ,p) $_1H^2 + \gamma \rightarrow {}_0n^1 + {}_1H^1$	stabil	...	...

Für die Kerntechnik besitzen zwei Reaktionstypen besonderes Interesse, erstens diejenigen Reaktionen, welche Neutronen *liefern*, wie etwa die Spaltprozesse, und zweitens die Reaktionen vom Typ (n, γ) — d. h. die radioaktiven Neutronen-*Einfangprozesse* mit nachfolgender γ-Strahlung. Letztere sind aus zwei Gründen von Bedeutung: a) Die für die Kettenreaktion benötigten Neutronen können durch solche Absorptionsprozesse verlorengehen; b) Die durch Neutronenabsorption entstehenden radioaktiven Produkte stellen für das (mit bestrahlten Gegenständen arbeitende) Personal eine Gefahrenquelle dar. Wir werden deshalb zunächst die Reaktionen mit geladenen Teilchen nicht weiter verfolgen, sondern vorerst im nächsten Kapitel die Neutroneneigenschaften untersuchen.

Aufgaben

1.1 Wie groß ist angenähert die Masse eines Uranatoms in g?

1.2 Wie groß ist die Elektrizitätsmenge, die zum Abscheiden von 100 g Zink (Wertigkeit + 2) benötigt wird?

1.3 Es soll die elektrische Feldstärke zwischen parallelen Platten bei einem Potentialunterschied von 45 V und 2 cm Abstand berechnet werden. Welche Beziehung muß zwischen der elektrischen Feldstärke $\mathfrak{E}$ und der magnetischen Feldstärke $\mathfrak{B}$ bestehen, die von einem Elektronenstrahl mit der Geschwindigkeit v durchsetzt werden, wenn die Ablenkung null sein soll?

1.4 Es soll die kinetische Energie in eV berechnet werden, die eine Masse von 5 g erhält, wenn diese aus dem Ruhezustand im Schwerefeld der Erde 10 cm herabfällt. Dieses Ergebnis ist mit der Energie eines Wasserstoffmoleküls zu vergleichen, das dieselbe Entfernung durchfallen hat. Wie groß ist die kinetische Energie eines Wasserstoffmolekülions H_2^+, das auf einer Strecke von 10 cm durch eine Potentialdifferenz von 100 V beschleunigt worden ist?

1.5 Es ist die Energie eines Lichtquantes des Natriumlichtes ($\lambda = 5890 \cdot 10^{-8}$ cm) in erg und eV anzugeben.

1.6 Wie groß ist die Kraft zwischen einem Elektron und einem Proton im Abstand von $0{,}5 \cdot 10^{-8}$ cm, dem Radius der kleinsten Bohrschen Bahn?

1.7 Man berechne die Elektronengeschwindigkeit auf der ersten Bohrschen Bahn aus der Bedingung, daß der Drehimpuls des Elektrons ein ganzzahliges Vielfaches von $h/2\pi$ ist.

1.8 Welche Potentialdifferenz muß an eine Röntgenröhre angelegt werden, um eine Strahlung von $\lambda \geq 0{,}1 \cdot 10^{-8}$ cm erzeugen zu können?

1.9 Es ist das Verhältnis von B^{10} zu B^{11} im natürlichen Bor (Atomgewicht 10,82) abzuschätzen.

1.10 Welche äquivalente Ruhenergie in eV besitzt ein Elektron mit der Masse $9{,}11 \cdot 10^{-28}$ g?

1.11 Man berechne die in der Reaktion ${}_1H^2 + {}_1H^2 \rightarrow {}_2He^4$ freiwerdende Energie.

1.12 Wie groß ist die Bindungsenergie des Isotopes ${}_{82}Pb^{208}$? Wie groß ist die Bindungsenergie pro Nukleon?

1.13 Wie groß ist der Beitrag der positiven Ladung im Kern zur Bindungsenergie des ${}_{82}Pb^{208}$?

1.14 Es sollen die radioaktiven Reihen für U^{235} und Th^{232} aus kernphysikalischen Unterlagen graphisch dargestellt werden.

1.15 Man berechne die Zerfallskonstante λ für U^{235}, dessen Halbwertzeit $8{,}5 \cdot 10^8$ Jahre beträgt. Wie viele Zerfallsvorgänge finden in jeder Sekunde in einer Probe von 0,2 g U^{235} statt? Wieviel Curie sind das?

1.16 Wie groß ist die Aktivität am Ende eines Jahres für 1 mg Polonium-210, dessen Halbwertzeit 140 Tage beträgt?

1.17 Man leite eine Formel für die Zahl von Tochteratomen ab, die zu einer beliebigen Zeit t aus einer radioaktiven Muttersubstanz entstanden sind.

1.18 Mit Hilfe eines Zyklotrons werden radioaktive Isotope erzeugt. Man zeige, daß bei konstanter Erzeugungsrate g die Anzahl der am Ende der Zeit t_H vorhandenen Isotope halb so groß ist wie der Gleichgewichtswert.

1.19 Man berechne die Anzahl der Atome des Isotopes Co^{60} (Halbwertzeit 5,3 Jahre), die sich bei einer Erzeugungsrate von 10^{12} Atomen pro Sekunde in 2 Jahren ansammeln. Wie groß ist der in Gramm ausgedrückte Wert? Welcher Fehler tritt bei Verwendung der linearen Näherungsformel $N \simeq gt$ auf?

1.20 Welche Energie in MeV besitzen Protonen, die in einem gleichförmigen Zyklotronmagnetfeld von 10000 Oersted auf einem Kreis mit einem Radius von 60 cm umlaufen?

1.21 Es ist die relative Massenzunahme eines 20-MeV-Protons zu berechnen.

Literatur[1])

SHORTLEY, GEORGE, und DUDLEY WILLIAMS, *Elements of Physics*, New York: Prentice-Hall, Inc., 1953.

VAN NAME, F. W., JR., *Modern Physics*, New York: Prentice-Hall, Inc., 1952.

SEMAT, HENRY, *Introduction to Atomic Physics*, New York: Rinehart & Co., 1946.

RICHTMYER, F. K., und E. H. KENNARD, *Introduction to Modern Physics*, New York: McGraw-Hill Book Co., 1947.

LAPP, R. E., und H. L. ANDREWS, *Nuclear Radiation Physics*, 2. Aufl., New York: Prentice-Hall, Inc., 1954.

POLLARD, E. C., und W. L. DAVIDSON, *Applied Nuclear Physics*, New York: John Wiley & Sons, 1951.

STRANATHAN, J. D., *The "Particles" of Modern Physics*, Philadelphia: The Blakiston Co., 1945.

HALLIDAY, DAVID, *Introductory Nuclear Physics*, New York: John Wiley & Sons, 1950.

PERSICO, E., *Fundamentals of Quantum Mechanics*, New York: Prentice-Hall, Inc., 1950.

SMITH, LLOYD P., *Mathematical Methods for Scientists and Engineers*, New York: Prentice-Hall, Inc., 1953.

SALVADORI, M. G., und R. J. SCHWARZ, *Differential Equations in Engineering Problems*, New York: Prentice-Hall, Inc., 1954.

FREY, P. R., *College Chemistry*, New York: Prentice-Hall, Inc., 1952.

Zusatz bei der deutschen Ausgabe

ESPE, W., und A. KUHN, *Elementare Grundlagen der Kernphysik*, 2. Aufl., Leipzig: Geest & Portig, 1958.

FRENKEL, J. I., *Prinzipien der Theorie der Atomkerne* (Übers. a. d. Russ.), Berlin: Akademie-Verlag, 1957.

HERTZ, G., *Grundlagen und Arbeitsmethoden der Kernphysik*, Berlin: Akademie-Verlag, 1957.

HERTZ, G., *Lehrbuch der Kernphysik*, Leipzig: Teubner, 1958.

KAPLAN, I., *Nuclear Physics*, Cambridge: Addison-Wesley, 1955.

---

[1]) Diese Zusammenstellung ist keinesfalls vollständig; die bibliographischen Hinweise sollen den Leser auf Spezialliteratur aufmerksam machen.

KAPITEL II

NEUTRONEN

Den ersten experimentellen Beweis für die Existenz des Neutrons lieferte CHADWICK, als er Beryllium mit sehr schnellen α-Teilchen beschoß, entsprechend der Reaktionsgleichung

$${}_4Be^9 + {}_2He^4 \rightarrow {}_6C^{12} + {}_0n^1.$$

Die Neutronen treffen danach auf Wasserstoffatome in einem Paraffintarget. Die H-Atome werden in Form von Protonen ausgestoßen und können auf Grund ihrer Ladung nachgewiesen werden. Dieses historische Experiment besitzt noch heute in zweifacher Hinsicht praktische Bedeutung: a) Künstliche Neutronenquellen, wie sie bei der Reaktorprüfung benutzt werden, weisen die gleiche Kernreaktion auf, und b) die Protonenrückstoßtechnik für indirekte Beobachtung von Neutronen wird allgemein für den Neutronennachweis benutzt.

2.1 *Allgemeine Eigenschaften der Neutronen*

Das Durchdringungsvermögen von geladenen Teilchen, wie α-Teilchen oder Protonen, die aus radioaktiven Elementen stammen oder elektrisch beschleunigt wurden, ist relativ gering infolge der COULOMBschen Wechselwirkung zwischen dem einfallenden Teilchen und den Elektronen der Targetatome. Demgegenüber können Neutronen, da sie keine Ladung besitzen, in der Materie lange Strecken zurücklegen, ohne abgebremst zu werden. Nur durch Kollisionen mit Kernen, deren Abmessungen bekanntlich außerordentlich klein sind, können Neutronen Energie verlieren und schließlich absorbiert werden. Äußere elektrische oder magnetische Felder haben auf ihre Bewegung keinen Einfluß; die Einwirkung der Schwerkraft auf Neutronen ist zwar nachweisbar, jedoch zu klein, um berücksichtigt werden zu müssen. Um die Bewegung eines Neutrons zu beschreiben, wird allgemein als Energieeinheit das Elektronenvolt verwandt. Von Bedeutung ist der Fall, daß die Neutronen durch Stöße mit Kernen ihre Energie soweit verringert haben, daß diese der thermischen Energie des umgebenden Mediums entspricht. Ihre Geschwindigkeit in einer Substanz wie schweres Wasser bei Zimmertemperatur beträgt etwa 2200 m/sec. Die kinetische Energie eines solchen Neutrons der Masse $1{,}66 \cdot 10^{-24}$ g ergibt sich zu

$$E = \frac{1}{2} m v^2 = \frac{1}{2} (1{,}66 \cdot 10^{-24}) (2{,}2 \cdot 10^5)^2 = 4{,}0 \cdot 10^{-14} \text{ erg} = 0{,}025 \text{ eV}.$$

Dieses Ergebnis stimmt mit dem in Abschnitt 1.1 erhaltenen überein, da die Massen von Wasserstoffatomen und Neutronen innerhalb der Genauigkeit der obigen Berechnung gleich sind.

2.2 *Neutronentemperatur*

Man findet in der Literatur über Reaktoren und Neutronenexperimente häufig den Ausdruck „Neutronentemperatur". Die Grundlage dieser Alternativbeschreibung der Neutronenenergie beruht darauf, daß sich die Neutronen vollkommen wie ein Molekülgas verhalten, dessen Temperatur eine experimentelle Meßgröße darstellt. Wir stellen uns einen Behälter vor, der mit einem Gas, wie z. B. Wasserstoff, gefüllt ist und im Zentrum eine Neutronenquelle enthält. Die Neutronen werden bei ihrer Bewegung Energie an die Moleküle abgeben und sich schließlich soweit verlangsamen, daß die Wahrscheinlichkeit einer Energieaufnahme oder -abgabe beim Stoß mit Gasteilchen die gleiche ist. In diesem speziellen Fall stellen diese tatsächlich einen Teil des Gases dar und besitzen die gleichen mittleren Energien wie die Gasmoleküle. Aus der kinetischen Theorie der Gase geht hervor, daß die Gasmoleküle bei konstanter Temperatur verschiedene Geschwindigkeiten zwischen null und mehreren Tausend Metern pro Sekunde besitzen. Die Verteilung der Geschwindigkeiten für die Gasteilchen wird durch die folgende Formel beschrieben. Die Zahl der Moleküle im Geschwindigkeitsbereich von v bis $v + dv$ beträgt

$$dn = n_0 A v^2 e^{-\frac{m v^2}{2kT}} dv,$$

wo n_0 die Gesamtzahl der Teilchen pro Volumeneinheit ist. Die Größe A bezeichnet eine von der Geschwindigkeit unabhängige Konstante, m ist die Teilchenmasse, T die absolute Temperatur (°K) und k die BOLTZMANN-Konstante, $1{,}38 \cdot 10^{-16}$ erg/°K (k ist gleich der allgemeinen Gaskonstanten pro Mol R, dividiert durch die Anzahl der Teilchen pro Mol N_a).

In Abb. 17 ist der Verlauf dieser MAXWELLschen Verteilungsfunktion dargestellt. Das Maximum der Kurve entspricht der *wahrscheinlichsten*

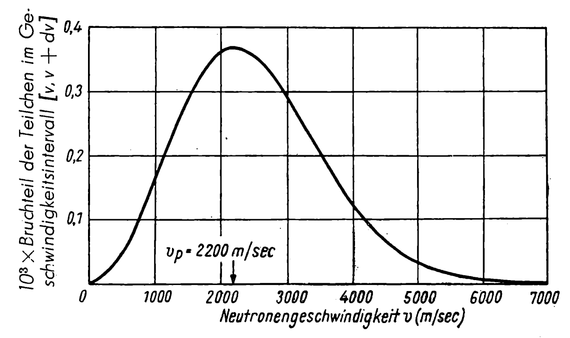


Abb. 17. MAXWELL-Verteilung der Neutronen bei 25°C

Geschwindigkeit v_p, in deren Nähe es mehr Moleküle als bei anderen Geschwindigkeiten gibt. Der Wert von v_p kann durch Differentiation des Ausdruckes für dn/dv nach v, Nullsetzen und Auflösen nach v gefunden werden. So erhält man

$$v_p = \sqrt{\frac{2kT}{m}},$$

die zugehörige kinetische Energie beträgt

$$E_p = \frac{1}{2}\, m v_p^2 = kT.$$

(Dies ist *nicht* die wahrscheinlichste Energie, sondern der Energiewert mit der wahrscheinlichsten Geschwindigkeit.) Diese Beziehungen können nun benutzt werden, um eine Gruppe „thermischer" Neutronen zu beschreiben, die die thermische Energie des Mediums haben. Man spricht von Neutronen mit einer MAXWELL-Verteilung der Geschwindigkeiten wie bei einem Gas mit der wahrscheinlichsten Geschwindigkeit v_p. Die Energie dieser charakteristischen Neutronen beträgt kT, so daß man den Ausdruck „Temperatur" abwechselnd mit dem Wort Energie benutzen kann. Es muß jedoch hervorgehoben werden, daß ein einzelnes Neutron in Wirklichkeit keine Temperatur besitzen kann, obgleich von dieser Vorstellung oft Gebrauch gemacht wird.

Wir wollen noch die früher gemachte Behauptung prüfen, daß die (wahrscheinlichste) Geschwindigkeit thermischer Neutronen 2200 m/sec beträgt. Setzt man, entsprechend einer Zimmertemperatur von 25 °C, $T = 298\,°K$ ein, so findet man aus der Gleichung für die wahrscheinlichste Geschwindigkeit

$$v_p = \sqrt{\frac{2 \cdot 1{,}38 \cdot 10^{-16} \cdot 298}{1{,}66 \cdot 10^{-24}}} = 2{,}2 \cdot 10^5\,\text{cm/sec}.$$

2.3 *Wirkungsquerschnitte für Neutronen-Kern-Wechselwirkungen*

Die Wahrscheinlichkeit eines Stoßes zwischen einem Neutron und dem Kern eines Atoms wird durch den nuklearen „Wirkungsquerschnitt" gemessen. Da dieser Ausdruck in der Reaktorliteratur häufig verwandt wird, soll ihm besondere Aufmerksamkeit geschenkt werden.

Wir stellen uns die Bewegung eines einzelnen Neutrons oder einer Gruppe von Neutronen durch einen Kernreaktor vor und wollen die Anzahl Neutronen bestimmen, die in jeder Sekunde mit Kernen zusammenstoßen. Diese Stoßzahl wird den Energieverlust und die Absorptionswahrscheinlichkeit durch Einfangprozesse von der Art

$${}_0n^1 + {}_1\text{H}^1 \rightarrow {}_1\text{H}^2 + \gamma,$$

$${}_0n^1 + {}_6\text{C}^{12} \rightarrow {}_6\text{C}^{13} + \gamma$$

bestimmen. Das Problem kann vereinfacht werden, wenn wir wie in Abb. 18 ein einzelnes Neutron senkrecht zur Oberfläche eines Einheitswürfels in die Materie eintreten lassen. Jeder Kern bietet dem ankommenden Neutron eine

bestimmte Fläche, die wir mit dem Symbol σ bezeichnen und in Analogie zu der bekannten „Wirkungsquerschnittsfläche“ *Wirkungsquerschnitt* nennen. Die gesamte dem Neutron in einem Einheitswürfel ausgesetzte Fläche wird einfach $N\sigma$, wo N die Anzahl der Atome pro cm^3 ist. Tritt das Neutron in die Stirnfläche von 1 cm^3 ein, dann ist die Stoßwahrscheinlichkeit gerade gleich dem

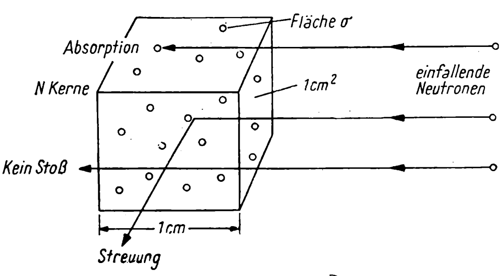


Abb. 18. Geometrische Interpretation des Wirkungsquerschnitts

Verhältnis von Targetfläche zur Gesamtfläche, d. h. $N\sigma$. Würden wir die Kerndimensionen genau kennen und die geometrischen Größen vollständig den Stoßprozeß beschreiben, könnten wir leicht die Stoßwahrscheinlichkeit berechnen. Es hat sich jedoch gezeigt, daß die *effektiven* oder tatsächlichen Wirkungsquerschnitte, insbesondere für thermische Neutronen, nicht mit den auf Grund der Kerngrößen zu erwartenden Werten übereinstimmen. Erinnern wir uns beispielsweise daran, daß die Kerndurchmesser etwa 10^{-12} cm betragen, so würde man für die Fläche eines U^{235} Kerns den Wert von $2 \cdot 10^{-24}$ cm^2 erwarten können. Experimentell hat sich jedoch für thermische Neutronen ein Wirkungsquerschnitt von $650 \cdot 10^{-24}$ cm^2 ergeben. Bei einer Diskrepanz von solcher Größe muß selbstverständlich die geometrische Vorstellung aufgegeben werden, wenn man nicht sagen will, der Urankern verhalte sich so, *als ob* er diesen großen Querschnitt besäße.

Mit ein wenig Scharfsinn kann man experimentell zwischen Stößen unterscheiden, die ausschließlich die Bewegungsrichtung des Neutrons ändern, und solchen, bei denen das Neutron absorbiert wird. Die relative Anzahl der Fälle, in denen der Stoß in der einen bzw. anderen Weise verläuft, wird durch die Wirkungsquerschnitte σ_s für die *Streuung* und σ_a für die *Absorption* ausgedrückt. Damit verliert das geometrische Bild noch mehr an Bedeutung, da man sich nicht vorstellen kann, daß ein Teil des Querschnittes Neutronen streut und ein anderer diese absorbiert. Der Wirkungsquerschnitt wird somit lediglich ein Maß für die *Wahrscheinlichkeit* verschiedener Ereignisse. Die gesamte Stoßwahrscheinlichkeit σ, auch oft als σ_t[1]) bezeichnet, setzt sich aus

[1]) Totaler Wirkungsquerschnitt. (Anm. d. dtsch. Red.)

den Wahrscheinlichkeiten der einzelnen Alternativvorgänge zusammen. Es gilt daher

$$\sigma = \sigma_s + \sigma_a.$$

Im Gegensatz zu den Wirkungsquerschnitten für Absorption variieren die Streuquerschnitte der verschiedenen Kerne für thermische Neutronen nur wenig von Element zu Element. Tab. 5 zeigt die Werte für einige Elemente, die für den Kerntechniker von Interesse sind. Eine vollständige Tabelle von Neutronenwirkungsquerschnitten für alle Elemente und viele Isotope ist im Anhang zu finden.

Tabelle 5

Wirkungsquerschnitte für thermische Neutronen

Element (oder Isotop)	Wirkungsquerschnitte (barn)		
	σ_s	σ_a	σ_f
H	38	0,33	
Be	7	0,010	
B	4	750	
C	4,8	0,0045	
O	4,2	$< 0{,}2 \cdot 10^{-3}$	
Fe	11	2,43	
Cd	7	2400	
Xe^{135}	$> 4{,}3$	$3{,}5 \cdot 10^{6}$	
U (natürl.)	8,2	7,42	3,92
U^{235}	8,2	650	549
U^{238}	8,2	2,80	0
Pu^{239}	...	1025	664

Die Maßeinheit 10^{-24} cm² wird im allgemeinen mit dem von Holloway und Baker (Los Alamos) geprägten Ausdruck *barn* bezeichnet, um die tatsächliche Größe von Neutronenwirkungsquerschnitten bequem auszudrücken. Wir geben also den Absorptionsquerschnitt von U^{235} mit 650 barn an, müssen aber für numerische Berechnungen den tatsächlichen Wert von $650 \cdot 10^{-24}\,\text{cm}^2$ einsetzen. Die in Tab. 5 mit σ_f bezeichnete Größe bezieht sich auf die Spaltungswahrscheinlichkeit.

Die Absorptionsquerschnitte hängen außer vom Element gewöhnlich stark von der Energie ab, wobei zwei funktionelle Abhängigkeiten zu unterscheiden sind. Die erste wird „$1/v$" Abhängigkeit genannt, da bei ihr sich σ_a nach der Beziehung

$$\sigma_a = (\sigma_a)_0 \frac{v_0}{v}$$

ändert, wobei $(\sigma_a)_0$ den Absorptionsquerschnitt bei der thermischen Geschwindigkeit $v_0 = 2200$ m/sec bedeutet. Die andere funktionelle Abhängigkeit wird „*Resonanzabsorption*" genannt und besitzt ausgeprägte Maxima für eine oder mehrere bestimmte Energien. Als Beispiel sind die Wirkungsquerschnitte für Bor und Cadmium in Abb. 19 dargestellt. Die Verwendung logarithmischer

Maßstäbe für den Wirkungsquerschnitt und die Energie ist aus folgendem Grund vorteilhaft. Logarithmiert man beide Seiten der $1/v$-Beziehung, so ergibt sich

$$\log \sigma_a = \log\left[(\sigma_a)_0 v_0\right] - \log v,$$

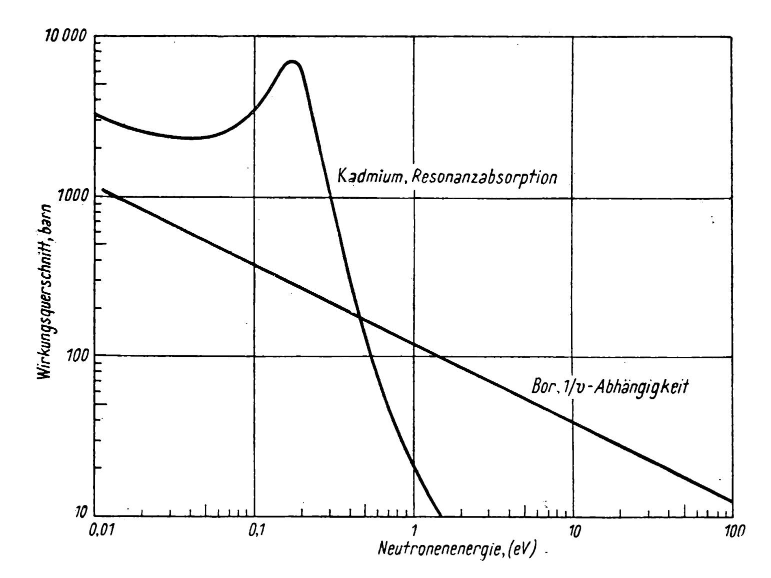


Abb. 19. Wirkungsquerschnitte von Bor und Kadmium

und da

$$v = \sqrt{\frac{2E}{m}},$$

vereinfacht sich die Gleichung zu

$$\log \sigma_a = -\frac{1}{2} \log E + b,$$

wobei b eine Konstante darstellt. Dieser Ausdruck läßt sich mit der bekannten Gleichung für eine Gerade $y = mx + b$ vergleichen, wenn $\log \sigma_a$ mit der Variablen y und $\log E$ mit x identifiziert werden. Die Neigung m der Geraden beträgt $-\frac{1}{2}$, während b der Abschnitt auf der senkrechten Achse ist. Die Absorption nach dem $1/v$-Gesetz wird also durch eine Gerade dargestellt, wenn man diesen Maßstab verwendet.

Eine strenge Begründung für die oben angeführten Abhängigkeiten des Wirkungsquerschnittes von der Energie oder Geschwindigkeit der Neutronen

geht über den Rahmen dieses Buches hinaus. Die wesentlichsten Züge dieser Abhängigkeiten lassen sich jedoch schon durch qualitative Betrachtungen verstehen. Die Einfangswahrscheinlichkeit wird offenbar dann am größten sein, wenn die Neutronenenergie mit einer natürlichen Energiestufe des zusammengesetzten Kernes, der aus dem Neutron und dem Targetkern gebildet wird, übereinstimmt, ähnlich wie bei der Resonanz große Schwingungen eines mechanischen Systems durch periodische Impulse in der Nähe einer Eigenfrequenz des Systems erzeugt werden können. In Abschnitt 12.6 werden wir die Breit-Wigner-Formel diskutieren, durch die die Resonanzquerschnitte beschrieben werden. Liegt andererseits die Neutronenenergie weit außerhalb der Resonanzwerte, so ist zu erwarten, daß der Wirkungsquerschnitt durch die Dauer der Wechselwirkung zwischen Neutron und Kern bestimmt wird. Je langsamer das Neutron sich bewegt, desto länger befindet es sich in Kernnähe und um so größer wird die Absorptionswahrscheinlichkeit. Aus diesem Grund ist die Proportionalität von σ_a zu $1/v$ plausibel.

2.4 *Neutronenfluß*

Der Ausdruck „Neutronenfluß" bezieht sich auf die Größe des Neutronenstroms innerhalb eines Reaktors. Wir gehen zuerst von einem Neutronenstrom aus, der eine einheitliche Richtung und die Geschwindigkeit v besitzt. Sind in jedem cm^3 des Stroms n Neutronen vorhanden, so beträgt die Anzahl der Neutronen, die 1 cm^2 Fläche senkrecht zum Strom durchsetzen, nv, da alle Neutronen in einem Zylinder der Länge v in der Zeiteinheit durch diese Fläche hindurchfließen (Abb. 20). Diese Größe können wir Neutronenfluß

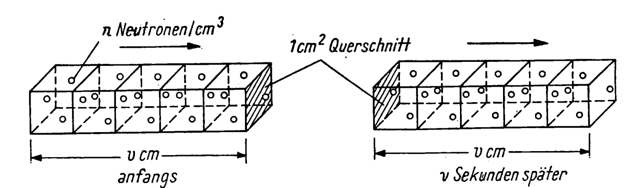


Abb. 20. Beziehung zwischen Neutronendichte und Fluß

(genauer: Fluß*dichte*) nennen. In einem Reaktor bewegen sich in Wirklichkeit die Neutronen nicht in einer, sondern in allen Richtungen. Es ist jedoch gebräuchlich, den Ausdruck Fluß, der durch Φ bezeichnet wird, beizubehalten und damit das Produkt aus skalarer Geschwindigkeit und Anzahl der Neutronen mit dieser Geschwindigkeit auszudrücken:

$$\Phi\left(\frac{\text{Neutronenzahl}}{\text{cm}^2\ \text{sec}}\right) = n\left(\frac{\text{Neutronenzahl}}{\text{cm}^3}\right) v \left(\frac{\text{cm}}{\text{sec}}\right).$$

Die Zweckmäßigkeit dieser allgemeineren Begriffsbestimmung beruht darauf, daß die auftretenden Kernreaktionen nicht von der Richtung abhängen, aus der die Neutronen auf die Kerne treffen. Natürlich hat es jetzt keinen Sinn mehr, sich eine raumfeste Fläche von 1 cm² vorzustellen, durch die die Neutronen fließen, da zu jeder Flugrichtung eine andere Durchtrittsfläche gehört.

Es soll in einem Zahlenbeispiel die „Neutronendichte" n in einem typischen Reaktorfluß von $\Phi = 10^{12}\,\mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{sec}^{-1}$ berechnet werden. Bei einer thermischen Geschwindigkeit von 2200 m/sec finden wir

$$n = \frac{\Phi}{v} = \frac{10^{12}\,(\mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{sec}^{-1})}{2{,}2 \cdot 10^5\,(\mathrm{cm\,sec}^{-1})} = 4{,}5 \cdot 10^6\,(\mathrm{cm}^{-3})\,.$$

Trotz ihrer numerischen Größe entspricht diese Neutronendichte einem sehr guten Vakuum, da 1 cm³ eines Gases bei Normalbedingungen $2{,}7 \cdot 10^{19}$ Teilchen enthält, wie in Abschnitt 1.1 berechnet wurde.

2.5 *Makroskopischer Wirkungsquerschnitt und mittlere freie Weglänge*

Das Produkt $N\sigma$, der gesamte Wirkungsquerschnitt pro cm³, gewöhnlich mit Σ bezeichnet und „makroskopischer Wirkungsquerschnitt" genannt, bezieht sich auf eine Substanz mit N Kernen pro cm³, im Gegensatz zum „mikroskopischen Wirkungsquerschnitt" σ, durch den die individuellen Kernstöße beschrieben werden. Mit Hilfe der LOSCHMIDTschen Zahl N_a und der Dichte der betreffenden Substanz, können wir N und somit die Größe Σ berechnen, die für Reaktorberechnungen eine unbedingt notwendige Größe darstellt. Da z. B. ein Mol Kohlenstoff (Molekulargewicht 12,01, Dichte 1,65 g/cm³) $6{,}023 \cdot 10^{23}$ Atome enthält, so beträgt für 1,65 g Kohlenstoff die Zahl der Atome entsprechend

$$N = \frac{1{,}65}{12{,}01} \cdot 6{,}023 \cdot 10^{23} = 0{,}0827 \cdot 10^{24}\,(\mathrm{cm}^{-3})\,.$$

Der Vorteil, die Zahl der Atome oder Kerne als Vielfaches von 10^{24} auszudrücken, wird aus nachfolgenden Berechnungen klar werden. Wie bekannt ist, beträgt die Anzahl von Kernen pro cm³

$$N = \frac{\varrho N_a}{M}\,,$$

wo ϱ die Dichte, N_a die LOSCHMIDTsche Zahl und M das Atom- (oder Molekular-)gewicht bedeuten. Um die Berechnung von Σ darzulegen, sollen die mikroskopischen und makroskopischen Wirkungsquerschnitte von Bor (Dichte 2,5 g/cm³) für thermische Neutronen (0,025 eV) und für Neutronen von 0,04 eV ermittelt werden.

Nach Tab. 5 finden wir für σ_a 750 barn bei 0,025 eV. Die Zahl der Borkerne in der Volumeneinheit beträgt

$$N = \frac{\varrho N_a}{M} = \frac{2{,}5 \cdot 6{,}023 \cdot 10^{23}}{10{,}82} = 0{,}139 \cdot 10^{24}\,\mathrm{cm}^{-2}.$$

Daraus ergibt sich der makroskopische thermische Wirkungsquerschnitt zu

$$\Sigma_a = N\sigma_a = 0{,}139 \cdot 10^{24}\,\mathrm{cm}^{-3} \cdot 750 \cdot 10^{-24}\,\mathrm{cm}^2 = 104\,\mathrm{cm}^{-1}.$$

Wir sehen, daß sich die Faktoren 10^{24} und 10^{-24} herauskürzen und sich viele Dezimalfehler vermeiden lassen, wenn man N als Vielfaches von 10^{24} ausdrückt. Da Bor ein $1/v$-Absorber ist, wird der Wirkungsquerschnitt bei 0,04 eV um den Faktor

$$\frac{v_0}{v} = \sqrt{\frac{E_0}{E}} = \sqrt{\frac{0{,}025}{0{,}04}} = 0{,}79$$

geringer als der thermische Wert sein.

Es soll nunmehr die Beziehung zwischen makroskopischem Wirkungsquerschnitt und dem Durchtritt eines Neutronenstrahls durch ein Medium abgeleitet werden, wobei angenommen wird, daß die Substanz die Neutronen streut, sie aber nicht merklich absorbiert. Die gesamte Targetfläche einer Platte der Dicke dx für einen Strom von n Teilchen pro cm² ist $\Sigma_s\, dx$. Der in dieser Schichtdicke gestreute Anteil ist $dn/n = -\Sigma_s\, dx$, da die Stoßhäufigkeit dem Verhältnis von Targetfläche zur Gesamtfläche (hier 1 cm²) entspricht. Die Integration geht ebenso wie für den radioaktiven Zerfall vor sich, mit der Grenzbedingung, daß n_0 Teilchen an der Plattenoberfläche ($x = 0$) eintreten. Daraus ergibt sich

$$n = n_0 e^{-\Sigma_s x}$$

oder

$$dn = -n_0 \Sigma_s e^{-\Sigma_s x}\, dx.$$

Im folgenden berechnen wir die *mittlere freie Weglänge*, d. h. die mittlere Entfernung, die ein Teilchen zurücklegt, bis es einen Stoß ausführt.[1])

[1]) Wenn n_1 Personen das Gewicht w_1, n_2 Personen das Gewicht w_2 besäßen, usw., so betrüge das mittlere Gewicht

$$\bar{w} = \frac{n_1 w_1 + n_2 w_2 + n_3 w_3 + \cdots}{n_1 + n_2 + n_3 + \cdots}.$$

Für eine große Personenzahl kann die Anzahl der Personen in jeder Gruppe sehr klein oder sogar unendlich klein relativ zur Gesamtzahl werden. Im Grenzfall wird der Mittelwert durch das Integral

$$\bar{w} = \frac{\int w\, dn}{\int dn}$$

gegeben, wo dn die Anzahl in jeder Gruppe ist und das Integral sich über alle Personen oder alle Gewichte erstreckt, falls dn als Funktion von w bekannt ist. Diese allgemeine Methode der Mittelung läßt sich auf die Streuung von Teilchen übertragen.

Die Anzahl der aus dem Strahl innerhalb der Schicht zwischen x und $x + dx$ austretenden Teilchen ist

$$dn = n_0 \Sigma_s e^{-\Sigma_s x} dx;$$

der Mittelwert der Koordinate, bei der sie austreten, ist somit

$$\bar{x} = \frac{\int x\,dn}{\int dn} = \frac{\int_0^\infty x n_0 \Sigma_s e^{-\Sigma_s x} dx}{\int_0^\infty n_0 \Sigma_s e^{-\Sigma_s x} dx}.$$

Die Integrale werden Tabellen entnommen und liefern das Ergebnis

$$\bar{x} = \frac{1}{\Sigma_s}.$$

Diese charakteristische Entfernung wird „mittlere freie Weglänge“ für die Streuung genannt und mit λ_s bezeichnet. Sie stellt gleichfalls die mittlere Entfernung dar, die ein einzelnes Teilchen *zwischen* zwei aufeinander folgenden Stößen zurücklegt.

Als Beispiel soll die mittlere freie Weglänge für die Streuung thermischer Neutronen in Graphit berechnet werden. Aus Tab. 5 ergibt sich σ_s zu $4{,}8 \cdot 10^{-24}$, N ist $0{,}0827 \cdot 10^{24}$ und $\Sigma_s = N\sigma_s = 0{,}397\ \text{cm}^{-1}$. Daraus ergibt sich

$$\lambda_s = \frac{1}{\Sigma_s} = 2{,}5\ \text{cm}.$$

Ähnliche Mittelbildungen lassen sich auch für Absorptionsprozesse ausführen und liefern die *mittlere freie Weglänge für die Absorption* zu $\lambda_a = 1/\Sigma_a$. Die gesamte freie mittlere Weglänge ist dann

$$\lambda = \frac{1}{\Sigma} = \frac{1}{(\Sigma_a + \Sigma_s)}.$$

Es muß darauf hingewiesen werden, daß λ nicht etwa die Summe der einzelnen mittleren freien Weglängen darstellt.

Von großer Bedeutung ist der *effektive mikroskopische Wirkungsquerschnitt* $\bar{\sigma}$ eines $1/v$-Absorbers in einem Reaktor, in dem eine MAXWELLsche Geschwindigkeitsverteilung der Neutronen herrscht; die wahrscheinlichste Geschwindigkeit sei v_p und die Temperatur T. Als effektiver oder mittlerer *makroskopischer* Absorptionsquerschnitt $\bar{\Sigma} = N\bar{\sigma}$ wird das Verhältnis der gesamten Absorption pro Sekunde zum gesamten Neutronenfluß definiert, d. h.

$$\bar{\Sigma} = N\bar{\sigma} = \frac{\int v\,dn\,N\sigma_a}{\int v\,dn}.$$

Zur Mittelbildung ist wiederum die Integralmethode angewandt. In diesem Fall ist n als Funktion der Geschwindigkeit durch die MAXWELLsche Verteilungsformel gegeben und bedeutet nicht die Anzahl in einem Strahl.

$$\bar{\sigma} = \frac{\int v\, dn\, (\sigma_a)_0 \frac{v_0}{v}}{\int v\, dn} = \frac{(\sigma_a)_0 v_0 \int dn}{\int v\, dn}.$$

Das Integral im Zähler stellt lediglich die gesamte Neutronenzahl n_0 dar, der Nenner ist das n_0-fache der *mittleren* Neutronengeschwindigkeit, woraus folgt

$$\bar{\sigma} = (\sigma_a)_0 \frac{v_0}{\bar{v}}.$$

Die mittlere Geschwindigkeit ist etwas höher als die wahrscheinlichste Geschwindigkeit, aus der sich die Temperatur berechnen läßt, nämlich

$$\frac{\bar{v}}{v_p} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} = 1{,}128.$$

Der effektive Wirkungsquerschnitt von $1/v$-Absorbern für eine MAXWELL-Verteilung der Neutronen ergibt sich daher zu

$$\bar{\sigma} = \frac{(\sigma_a)_0 v_0}{1{,}128\, v_p} = \frac{\sigma_p}{1{,}128}.$$

2.6 *Energieverluste beim Stoß*

Da das Neutron elektrisch neutral ist, kann es bei Stößen merkliche Energie nur durch Wechselwirkung mit dem Kern eines Atoms verlieren. Die Neutronenenergie kann dazu dienen, den Kern anzuregen, der anschließend eine γ-Strahlung emittiert; dieser Vorgang wird *unelastische Streuung* genannt. Dieser Vorgang ist dem Auftreffen einer Kugel auf eine Zielscheibe analog, bei dem die meiste Energie in Wärme verwandelt wird. Häufiger ist der *elastische Stoß*, der angenähert als Wechselwirkung eines Golfballs und eines Schlägers oder besser zweier Billardbälle beschrieben werden kann.

Die Berechnung der bei der elastischen Streuung übertragenen Neutronenenergie läßt sich in einfacher Weise aus den Erhaltungssätzen für Energie und Impuls berechnen. Es soll die Masse des Targetkerns mit M, die des Neutrons mit m bezeichnet werden. Im speziellen Fall eines zentralen Stoßes ändert sich die Neutronengeschwindigkeit von v_0 zu v, wie aus Abb. 21 ersicht-

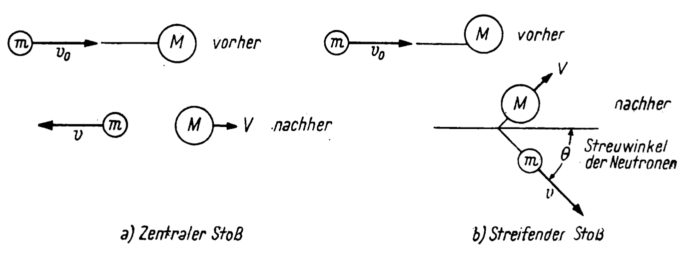


Abb. 21. Stöße zwischen Neutron und Kern

lich ist. Der ursprünglich in Ruhe befindliche Kern erreicht die Geschwindigkeit V. Wir können daher schreiben

$$\frac{1}{2} m v_0^2 = \frac{1}{2} M V^2 + \frac{1}{2} m v^2 \quad \text{(Erhaltung der Energie)}, \tag{1}$$

$$m v_0 = M V + m v \quad \text{(Erhaltung des Impulses)} \tag{2}$$

oder

$$v_0^2 - v^2 = \frac{M}{m} V^2, \tag{1a}$$

$$v_0 - v = \frac{M}{m} V. \tag{2a}$$

Dividiert man Gl. (1a) durch (2a), so folgt

$$v_0 + v = V. \tag{3}$$

Der Vergleich der Gl. (2) und (3) ergibt

$$v = -v_0 \frac{M - m}{M + m},$$

woraus das Verhältnis von End- zu Anfangsenergie

$$\frac{E}{E_0} = \left[\frac{M - m}{M + m}\right]^2$$

und die Energieänderung

$$\Delta E = E_0 - E = \frac{4 m M}{(M + m)^2} E_0$$

folgt.

Für das Beispiel eines zentralen Stoßes eines Neutrons mit einem Kohlenstoffkern wird dieses Verhältnis

$$\frac{E}{E_0} = \left(\frac{12 - 1}{12 + 1}\right)^2 = 0{,}72\,,$$

was einem Energieverlust von 28% der Anfangsenergie entspricht. Für einen Neutron-Wasserstoff-Stoß wird dieses Verhältnis null (etwa gleiche Masse), was bedeutet, daß das stoßende Neutron seine ganze Energie in einem Stoß verlieren kann. Der Energieverlust in einem zentralen Stoß (180° Streuung) ist größer als bei einem Stoß unter irgendeinem anderen Winkel. Der extreme Fall eines „Vorbeifliegens“ (0° Streuung) entspricht natürlich dem Energieverlust null.

Die Abbremsung von Neutronen in einem Kernreaktor wird durch *mittlere* Energieverluste beschrieben, die alle Winkel, unter denen die Neutronen mit den „abbremsenden“ Kernen zusammenstoßen, berücksichtigen. Die hierfür gebräuchlichste Größe ist die mittlere Änderung im natürlichen Logarithmus der Energie, die durch

$$\xi = \overline{\Delta \ln E} = \overline{\ln E_0 - \ln E}$$

ausgedrückt wird. Als strenger Ausdruck für ξ ergibt sich

$$\xi = 1 + \frac{r \ln r}{1 - r},$$

worin r das Verhältnis

$$r = \left[\frac{(M - m)}{(M + m)}\right]^2$$

aus der vorangegangenen Berechnung darstellt. Für Überschlagsrechnungen kann die Beziehung

$$\xi \simeq \frac{2}{M + 1}$$

benutzt werden. Diese Formel besagt, daß der Energieverlust bei Stößen mit leichten Kernen groß und bei Stößen mit schweren Kernen klein ist.

Die *mittlere Stoßzahl* C, d. h. die mittlere Anzahl der Stöße, die erforderlich sind, um 1 Neutron von hoher Energie (wie sie bei Spaltprozessen mit z. B. $E_S = 2$ MeV auftritt) auf thermische Energie ($E_t = 0{,}025$ eV) abzubremsen, kann mit Hilfe der Größe ξ berechnet werden. Für den Fall eines Graphitmoderators ergibt sich ξ zu 0,159. Daraus folgt

$$C = \frac{\ln E_S - \ln E_t}{\overline{\Delta \ln E}} = \frac{\ln \frac{E_S}{E_t}}{\xi} = \frac{\ln\left(\frac{2 \cdot 10^6}{0{,}025}\right)}{0{,}159} = 114.$$

Die erforderliche Stoßzahl in einem Moderator mit Wasserstoffatomen ($\xi = 1$), z. B. Wasser, ist sehr viel kleiner und beträgt 18. Es ist von Interesse, dieses

Ergebnis mit der früheren Schlußfolgerung zu vergleichen, daß ein einziger zentraler Stoß ausreicht, um die Neutronenenergie auf thermische Energie zu reduzieren. Es folgt daraus, daß nur wenige Stöße zentral erfolgen.

2.7 *Bremslänge und thermische Diffusionslänge*

Die Zahl der Neutronenkernstöße, die erforderlich sind, um ein Neutron mit Spaltungsenergie auf thermische Energie abzubremsen, stellt lediglich *einen* Aspekt des gesamten Abbremsungsvorganges dar. Es ist ebenfalls von Interesse zu wissen, *nach welcher Entfernung* vom Ausgangspunkt die Neutronen thermisch werden. Selbstverständlich gibt es hierfür keine einheitliche Entfernung, da einige Neutronen im Medium herumwandern und ihre Energie in der Nähe der Quelle verlieren können, während andere sich vielleicht nahezu geradlinig fortbewegen. Die konventionelle Lösung für dieses Problem besteht darin, eine effektive *mittlere* Entfernung vom Neutronenursprung, die sogenannte „*schnelle Diffusionslänge*“ L_f oder die „*Abbremsungslänge*“ L_s, wie sie von einigen Autoren genannt wird, zu bestimmen. In einer bestimmten Theorie wird L_f^2 auch als „Alter“ (τ) bezeichnet. Im folgenden soll versucht werden, L_f näher zu bestimmen.

Die Länge des gesamten Zickzackweges kann sofort angegeben werden. Die mittlere freie Weglänge für die Streuung wurde in einem früheren Abschnitt zu $\lambda_s = 1/\Sigma_s$ bestimmt. Wenn Σ_s von der Neutronenenergie unabhängig wäre oder ein guter Mittelwert gefunden werden kann, würde die zum Abbremsen auf thermische Energie notwendige Entfernung einfach $C\lambda_s$ betragen, worin $C = \ln (E_S/E_t)/\xi$ die Stoßzahl ist. Die wirkliche Weglänge L_f muß diese Faktoren enthalten. Obwohl das Neutron vom Kern unter einem beliebigen Winkel abprallen kann, besteht doch eine Vorzugsrichtung, die mit der ursprünglichen Bewegungsrichtung übereinstimmt. Ein Maß für die Winkelabhängigkeit ist der mittlere Streuwinkel oder, genauer gesagt, der mittlere Cosinus des Winkels. Da der Winkel θ häufiger spitz als stumpf ist, entfernen sich die Teilchen schneller vom Ausgangspunkt als im Fall gleichverteilter Winkel. Die „*mittlere freie Transportlänge*“

$$\lambda_t = \frac{\lambda_s}{1 - \overline{\cos\theta}}$$

läßt sich zur Beschreibung der *effektiven* Entfernung verwenden, welche die Neutronen zwischen den Stößen zurücklegen, soweit es sich um eine Übertragung handelt. (Es läßt sich auch ein makroskopischer Transportquerschnitt

$$\Sigma_t = \frac{1}{\lambda_t}$$

definieren.) Zwischen $\overline{\cos\theta}$ und der mit M bezeichneten Kernmasse besteht die einfache Beziehung $\overline{\cos\theta} = \frac{2}{3M}$.

Die „Alterungstheorie" von FERMI, die auf der statistischen Behandlung der Teilchenbewegung basiert, zeigt, daß die oben genannten Größen durch die Beziehung

$$L_f^2 = \frac{\lambda_t \lambda_s C}{3}$$

verknüpft sind, worin die λ die mittleren freien Weglängen für den Transport und die Streuung im betrachteten Energiebereich darstellen. Der gewöhnlich in der Literatur benutzte Ausdruck lautet

$$\tau = L_f^2 = \int_{E_t}^{E_0} \frac{\lambda_t}{3\,\Sigma_s} \frac{dE}{\xi E}.$$

Er reduziert sich auf die obige Formel, wenn λ_t und λ_s von der Energie unabhängig sind oder durch Mittelwerte ersetzt werden. Die Ableitung dieser Formel wird im Anhang gebracht.

Die mittlere Weglänge, die die Neutronen zwischen dem Zeitpunkt, wo sie thermische Energie erreicht haben, und dem, wo sie absorbiert werden, zurücklegen, wird „*thermische Diffusionslänge*" L genannt. Die Faktoren, aus denen sich L zusammensetzt, können analog zur Berechnung des „Alters" im vorigen Paragraphen hergeleitet werden. Streuung und Absorption sind miteinander konkurrierende Prozesse; die für sie charakteristischen Längen sind die mittleren freien Weglängen λ_s und λ_a bei thermischer Neutronenenergie. Die Größe λ_s muß wieder mit Hilfe des Faktors $1/(1 - \overline{\cos\theta})$ in die Größe λ_t umgerechnet werden. Die statistische Gleichung für die Diffusionslänge lautet

$$L = \sqrt{\frac{\lambda_t \lambda_a}{3}} = \frac{1}{\sqrt{3\,\Sigma_t \Sigma_a}}.$$

Die obigen theoretischen Ergebnisse sind hier angeführt worden, um die physikalischen Faktoren beim Abbremsen und bei der Diffusion von Neutronen zu erläutern. In der Praxis sind die experimentell bestimmten Werte für τ und L denen vorzuziehen, die aus der Theorie und den fundamentalen Kernkonstanten abgeleitet sind. Die Gleichungen sind jedoch in solchen Fällen nützlich, in denen keine empirischen Werte verfügbar oder solche Faktoren wie Dichteänderungen von Interesse sind. Wir stellen die Diskussion der numerischen Werte bis zum Kapitel VI zurück, wo sie für die Berechnung von Reaktoren benötigt werden.

Aufgaben

2.1 Die mittlere Energie der beim Spaltprozeß im Uran freiwerdenden Neutronen beträgt 2 MeV. Es ist die Neutronengeschwindigkeit zu berechnen, die dieser Energie entspricht.

2.2 Es ist nachzuprüfen, daß das Nullsetzen der Ableitung der MAXWELL-Verteilung die Formel für die wahrscheinlichste Geschwindigkeit

$$v_p = \sqrt{\frac{2\,k\,T}{m}}$$

ergibt.

2.3 Welche Temperatur muß ein Graphitblock annehmen, dessen Neutronen im Gleichgewicht eine wahrscheinlichste Neutronengeschwindigkeit von 3000 m/sec besitzen?

2.4 Es ist zu zeigen, daß die in der MAXWELL-Verteilung auftretende Konstante A von der Teilchenmasse und der Temperatur entsprechend der Beziehung

$$A = 4\,\pi \left(\frac{m}{2\,\pi\,k\,T}\right)^{3/2}$$

abhängt. *Hinweis*: Die Gesamtfläche unter der Verteilungskurve muß n_0 (gesamte Teilchenzahl pro cm^3) ergeben.

2.5 Welcher Neutronentemperatur entspricht die erste Urankernresonanz bei 7 eV?

2.6 Es ist zu zeigen, daß die Anzahl der Uranatome pro cm^3 $0{,}0473 \cdot 10^{24}$ beträgt, wenn die Metalldichte zu 18,7 g/cm^3 angenommen wird.

2.7 Man berechne die Anzahl von Wasserstoffatomen pro cm^3 für gewöhnliches Wasser und für schweres Wasser (Dichte 1,1 g/cm^3).

2.8 Wie groß sind die totalen Wirkungsquerschnitte für natürliches Uran und für U^{235}?

2.9 Wie groß ist die Teilchendichte bei einem Neutronenfluß von 10^5 pro cm^2/sec bei 1,5 MeV Energie je Teilchen?

2.10 Man berechne die mittlere freie Weglänge für die Absorption thermischer Neutronen in Wasser.

2.11 Man berechne die mittlere freie Weglänge für die thermische Absorption in Bor.

2.12 Wie groß ist der makroskopische thermische Wirkungsquerschnitt von reinem U^{235}? *Bemerkung*: Hierbei ist von der Annahme Gebrauch zu machen, daß die Dichte von U^{235} und U sich wie ihre Atommassen verhalten. Welche Berechtigung besteht für diese Annahme?

2.13 Man bestimme den effektiven Wirkungsquerschnitt in Bor für MAXWELLsche Neutronen bei einer Temperatur von 400° K.

2.14 Es ist ξ aus der strengen und der angenäherten Formel für Stöße von Neutronen mit Beryllium zu berechnen; die erhaltenen Werte sind zu vergleichen. *Bemerkung*: Hierzu ist es notwendig, bei der Benutzung der strengen Formel die letzten Dezimalstellen nicht vorzeitig abzurunden.

2.15 Man berechne für U^{238} die Größe ξ nach den beiden Methoden des vorigen Beispiels.

2.16 Wie viele Stöße werden benötigt, um 2-MeV-Neutronen in U^{238} auf thermische Energien abzubremsen?

2.17 Es sind die mittlere freie Transportlänge λ_t und die mittlere freie Absorptionslänge λ_a für thermische Neutronen in Kohlenstoff zu berechnen. (Mittlere freie Weglänge für die Streuung $\lambda_s = 2{,}5$ cm.)

2.18 Man berechne mit Hilfe der in Aufgabe 2.17 erhaltenen Ergebnisse die thermische Diffusionslänge von Neutronen in Graphit.

Literatur

LOEB, L. B., *Kinetic Theory of Gases*, 2. Aufl., New York: McGraw-Hill Book Co., 1934.

THE AEC NEUTRON CROSS SECTION ADVISORY GROUP, *Neutron Cross Sections*, AECU-2040. Washington, D. C.: Office of Technical Services, U. S. Departement of Commerce, 1952. Graphs of total cross sections as a function of energy. Tables of thermal neutron cross sections for elements and isotopes.

LAPP, R. E., und H. L. ANDREWS, *Nuclear Radiation Physics*, 2. Aufl., New York: Prentice-Hall, Inc., 1954, Kap. 12.

SOODAK, HARRY, und E. C. CAMPBELL, *Elementary Pile Theory*, New York: John Wiley & Sons, 1950.

Zusatz bei der deutschen Ausgabe

HUGHES, D. J., *Neutron Cross Sections*, London: Pergamon Press, 1957.

HUGHES, D. J., und R. B. SCHWARTZ, *Neutron Cross Sections*, USAEC-Report BNL-325, 1. Juli 1958.

WLASSOW, N. A., *Neutronen* (Übers. a. d. Russ.), Berlin: Deutscher Verlag der Wissenschaften, 1959.

WIRTZ, K., und K. H. BECKURTS, *Elementare Neutronenphysik*, Berlin: Springer-Verlag, 1958.

KAPITEL III

KERNSPALTUNG UND KETTENREAKTION

Im Jahre 1939 wurde die Entdeckung gemacht, daß Urankerne durch Neutronenbeschuß in zwei Bruchstücke gespalten werden, wobei ein großer Energiebetrag frei wird.[1] Der erste öffentliche Hinweis auf diesen Effekt durch MEITNER und FRISCH beruhte auf ihren eigenen Untersuchungen und denen von HAHN und STRASSMANN in Deutschland. Man fand, daß die Radioaktivität des Urans nach Beschuß durch Neutronen nicht wie erwartet dem schwereren Element Radium, sondern Bariumatomen der Massenzahl 138 zuzuschreiben war. Als die Nachricht von diesem neuartigen Prozeß durch den dänischen Physiker NIELS BOHR in die Vereinigten Staaten gelangte, setzte sofort die wissenschaftliche Prüfung ein. Zugleich vermutete man, daß der Prozeß mit der Emission von Neutronen verknüpft sei. In diesem Fall könnte eine Kettenreaktion herbeigeführt werden, in der die Primärneutronen durch Spaltprozesse weitere Neutronen erzeugen, die ihrerseits wieder neue Spaltungen hervorrufen können usw. HALBAN, F. JOLIOT und KOWARSKI bestätigten kurz darauf aus Frankreich die Hypothese, daß Neutronen bei der Spaltung emittiert werden.

3.1 *Uranspaltung*

Es wurde sehr bald bewiesen, daß U^{235} das für die Spaltung verantwortliche Uranisotop ist und daß Neutronen geringer kinetischer Energie wirksamer als schnelle Neutronen sind. Die Kernreaktion kann in zwei Schritte zerlegt werden:

$$_0n^1 + {}_{92}U^{235} \rightarrow {}_{92}U^{236},$$

$$_{92}U^{236} \rightarrow {}_{Z_1}F^{A_1} + {}_{Z_2}F^{A_2} + 2{,}5\,{}_0n^1,$$

wobei gleichzeitig energiereiche γ-Strahlen und β-Teilchen frei werden. Die Symbole $_{Z_1}F^{A_1}$ und $_{Z_2}F^{A_2}$ beziehen sich auf neu erzeugte Kerne, die Spaltprodukte genannt werden. Die oberen und unteren Indizes zur Bezeichnung der Ordnungs- und Massenzahl sind wegen der vielen Kombinationsmöglichkeiten in allgemeiner Form angegeben worden.

[1]) Zur Geschichte dieser Periode siehe H. D. SMYTH, *Military Applications of Atomic Energy*, Princeton: Princeton University Press, 1945, S. 22; und L. A. TURNER, Rev. Mod. Phys. *12*, 1, 1940.

Ein Teil der durch Neutronenabsorption gebildeten U^{236}-Kerne bleibt stabil, d. h., es findet zumindest keine Spaltung statt. Die übrigen Kerne spalten in zwei Bruchstücke mit Massen auf, die sich a) aus der Gesamtmasse zu Beginn (236) und b) der Anzahl der emittierten Neutronen, für gewöhnlich zwei oder drei, ergeben; *im Mittel* werden 2,5 $\pm$ 0,1 Neutronen frei. Die Mehrzahl von diesen wird im Augenblick der Spaltung emittiert; ein Bruchteil (0,00755) stammt aus dem radioaktiven Zerfall von Spaltprodukten. Diese *verzögerten Neutronen*, die mit einer mittleren Halbwertszeit von etwa 10 sec emittiert werden, spielen für die Regelung von Kernreaktoren eine große Rolle, wie wir in Abschnitt 8.1 sehen werden.

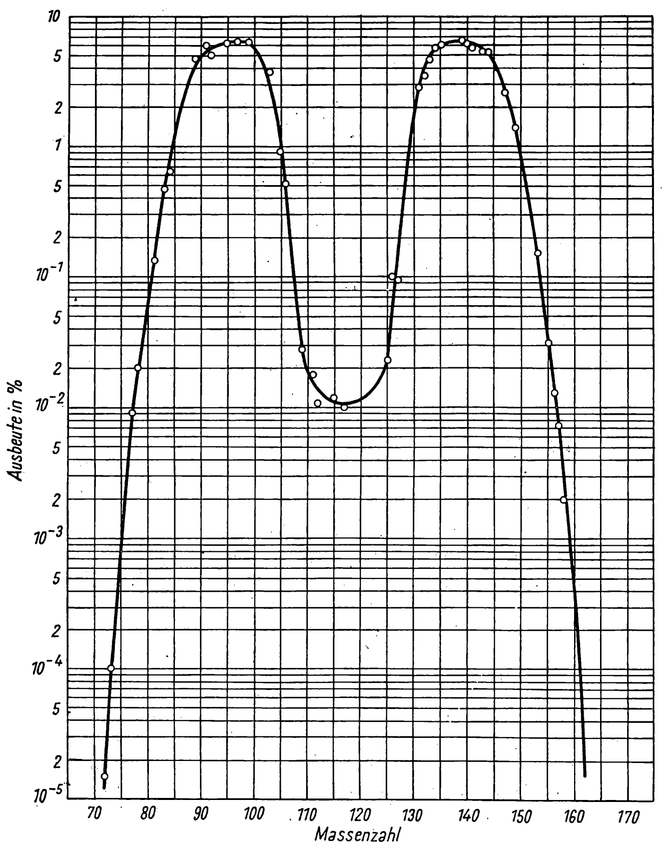


Abb. 22. Häufigkeitsverteilung der Spaltprodukte als Funktion der Massenzahl. [Aus C. Coryell und N. Sugarman, Eds., *Radiochemical Studies: The Fission Products*, Band 9, McGraw-Hill Book Co., 1952. Copyright 1951 by McGraw-Hill Book Co., Inc.]

Da die zwei Spaltprodukte in ihren Massen- und Kernladungszahlen variieren, treten viele Elemente als Spaltprodukte im Reaktorbetrieb auf. Hinzu kommt, daß die Spaltung im allgemeinen asymmetrisch erfolgt, wobei das häufigste Massenverhältnis 3 : 2 ist. Abb. 22 zeigt die Häufigkeit der Spaltprodukte als Funktion der Massenzahl. Als Beispiel für den richtigen Gebrauch der Häufigkeitskurve betrachte man den Ordinatenwert 4,9 % bei $A = 133$. Dieser Wert bedeutet, daß in 4,9 % aller *Spaltprozesse* Atome der Massenzahl 133 auftreten (und *nicht* etwa, daß diese Atome 4,9 % aller *Spaltprodukte* ausmachen!). Die häufigsten Bruchstücke sind, den beiden Maxima der Kurve entsprechend, die Elemente mit der Massenzahl 95 und 139, deren Summe 234 (236 weniger 2 Neutronen) beträgt. Jede Kombination, die zusammen 234 oder 233 ergibt, ist im Bereich der Massenzahl von 70 bis 160 möglich. Nehmen wir als typisches Beispiel an, daß 2 Neutronen freigesetzt werden, so muß die Summe $A_1 + A_2$ der Massenzahlen der Spaltprodukte gleich 234 und die Gesamtladung der beiden Bruchstücke $Z_1 + Z_2$ gleich 92 sein. Nehmen wir sowohl für die Massen als auch für die Ladungen ein Verhältnis 3 : 2 an, so erhält man die beiden Spaltprodukte $Z_1 = 55$, $A_1 = 140$ und $Z_2 = 37$, $A_2 = 94$. Das schwerste stabile Isotop des Elementes der Ordnungszahl 55, Caesium, hat die Masse 133, während das schwerste Rubidiumisotop ($Z = 37$) die Masse 87 besitzt. In der Terminologie der Kernphysik besitzen also die Spaltprodukte „zuviel Masse für ihre Ladung", was zu ihrem radioaktiven Zerfall führt. Die eine Zerfallsmöglichkeit — Reduktion der Masse durch Neutronenemission — tritt selten auf. Die β-Emission ohne Änderung der Massenzahl ist dagegen häufig. Dabei nimmt für jedes emittierte Elektron die Ordnungszahl um 1 zu. Jedes Bruchstück emittiert bis zum Erreichen der Stabilität nacheinander mehrere Elektronen, wobei die Halbwertzeit jedesmal länger wird. Daraus resultiert die Gefährlichkeit der Spaltprodukte. Jeder neue Kern hat seine charakteristische radioaktive „Zerfallskette". Die vielen von Millionen von Spaltprodukten emittierten β-Teilchen und γ-Strahlen können menschliches Gewebe schwer schädigen. Nachstehend sind einige typische Folgereaktionen, die für den Betrieb von Kernreaktoren oder bei der Herstellung künstlicher Isotope von Bedeutung sind, aufgeführt:

$$_{51}Sb^{133} \xrightarrow[10\text{ min}]{} {}_{52}Te^{133} \xrightarrow[60\text{ min}]{} {}_{53}J^{133} \xrightarrow[22\text{ Std.}]{} {}_{54}Xe^{133} \xrightarrow[5{,}3\text{ Tage}]{} {}_{55}Cs^{133}\ \text{(stabil)}$$

$$_{52}Te^{135} \xrightarrow[2\text{ min}]{} {}_{53}J^{135} \xrightarrow[6{,}7\text{ Std.}]{} {}_{54}Xe^{135} \xrightarrow[9{,}2\text{ Std.}]{} {}_{55}Cs^{135} \xrightarrow[2{,}1\cdot 10^6\text{ Jahre}]{} {}_{56}Ba^{135}\ \text{(stabil)}$$

$$_{36}Kr^{90} \xrightarrow[33\text{ sec}]{} {}_{37}Rb^{90} \xrightarrow[\text{(kurz)}]{} {}_{38}Sr^{90} \xrightarrow[25\text{ Jahre}]{} {}_{39}Y^{90} \xrightarrow[65\text{ Std.}]{} {}_{40}Zr^{90}\ \text{(stabil)}$$

Die jeweilige Halbwertzeit für jedes Glied der Reaktionskette ist unter dem Pfeil in Sekunden (sec), Stunden (Std.), Minuten (min), Tagen oder Jahren angegeben. Bei jedem Zerfall wird ein β-Teilchen emittiert, wie aus der Änderung der Ordnungszahl zu ersehen ist.

Das wichtigste Nebenprodukt der Spaltung stellt die *freiwerdende Energie* dar. Zusätzlich zu den Teilchen wird insgesamt ein Energiebetrag von

ungefähr 200 MeV bei jeder Kernspaltung freigesetzt, der sich folgendermaßen aufteilt: Schnelle Neutronen mit je ungefähr 2 MeV, was im Mittel eine Gesamtmenge von rund 5 MeV ergibt; γ-Quanten von je 2 MeV im Gesamtbetrag von 10 MeV; β-Teilchen und die sie begleitenden Neutrinos liefern weitere 18 MeV und schließlich als Hauptbestandteil die kinetische Energie der beiden schweren Bruchstücke mit je 83 MeV. Die Bruchstücke fliegen mit hoher Geschwindigkeit auseinander und übertragen ihre Energie in Form von Wärme an das Medium, in dem sie entstanden sind. Diese Energie gibt der Atombombe ihre Explosionskraft; um ihre nutzbringende Anwendung zum Antrieb elektrischer Generatoren oder verschiedenartiger Fahrzeuge bemühen sich Ingenieure und Wissenschaftler.

Um die Größenordnung der verfügbaren Energie zu zeigen, seien einige Berechnungen angestellt, die auch für spätere Abschätzungen von Nutzen sind. Zunächst soll die Energie in kWh berechnet werden, die bei der Spaltung von 1 g U^{235} frei wird. In dieser Masse sind $(1/235) \cdot 6{,}023 \cdot 10^{23}$ Kerne enthalten, von denen jeder 200 MeV oder $320 \cdot 10^{-6}$ erg erzeugt. Das Produkt beider ergibt $8{,}2 \cdot 10^{17}$ erg oder $8{,}2 \cdot 10^{10}$ Joule. Da 1 Joule $= 1$ Ws $= 1/(3{,}6 \cdot 10^6)$ kWh, ergibt sich die Energieausbeute zu $2{,}3 \cdot 10^4$ kWh/g. Dies entspricht

$$2{,}3 \cdot 10^7 \text{ kWh/kg.}$$

Bei einem Richtpreis von etwa $^1/_2$ Cent/kWh stellt 1 kg U^{235} einen Wert von $ 165000 dar.

3.2 *Theorie der Kernspaltung*

Die Erklärung des Spaltprozesses, die gegenwärtig allgemein angenommen wird, beruht auf dem „Tröpfchenmodell“ des Atomkerns. In einem Wassertropfen resultiert aus der gegenseitigen Anziehung der einzelnen Moleküle die Kugelform, die der Deformation einen Widerstand entgegensetzt. Es wird angenommen, daß die Kernkräfte im Atomkern denselben Effekt besitzen. Wird genügend Energie zugeführt, können der Wassertropfen oder der Kern in zwei kleinere Teile aufgespalten werden. Es soll nun die interessante Theorie der Kernspaltung von Bohr und Wheeler[1][2] in ihren Grundgedanken dargelegt werden. Wie in Abschnitt 1.3 festgestellt wurde, liefern die Coulombabstoßung und die Oberflächenspannung zwei wichtige Beiträge zur Bindungsenergie. Diese beiden Energieanteile sind die einzigen, die sich bei einer Störung des „Kerntröpfchens“ ändern. Ihre Summe wird dargestellt durch

$$E = E_c + E_s = \frac{3Z^2e^2}{5r} + C \cdot 4\pi r^2,$$

[1] N. Bohr und J. A. Wheeler, Phys. Rev. *56*, 426, 1939.

[2] Über die Grenzen dieser Theorie und ihre Weiterentwicklung vgl. F. L. Friedman und V. F. Weisskopf, *The Compound Nucleas*, sowie J. A. Wheeler, *Nuclear Fission and Nuclear Stability*, beide in *Niels Bohr and the Development of Physics*, Pergamon Press, London 1955. (Anm. d. dtsch. Red.)

wobei r der Kernradius, $4\pi r^2$ die Oberfläche und C eine Konstante sind. Wird der Kern abgeplattet, wie in Abb. 23 dargestellt, so wächst der effektive Radius r. Die oben angegebene Formel ergibt, daß sich die elektrostatische Energie wie erwartet verringert, da die Ladungen jetzt weiter voneinander entfernt sind. Die Oberflächenenergie wird jedoch größer, da die ursprüngliche Kugelform die kleinste Oberfläche besitzt. Für kleine periodische Deformationen ergibt sich insgesamt ein Energie*zuwachs*. Da die Bindungsenergie ein Maß für die Kräfte ist, die den Kern zusammenhalten, suchen diese die

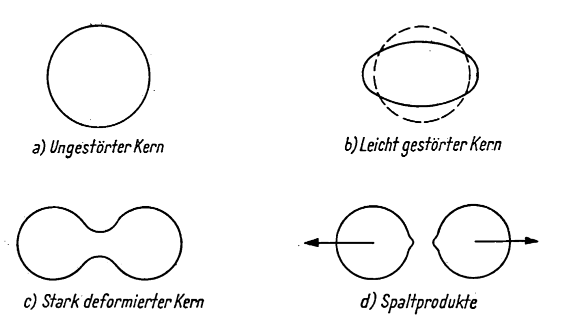


Abb. 23. Der Spaltprozeß nach dem Tröpfchenmodell

ursprüngliche stabile Kugelform wieder herzustellen. Bestimmte spezielle Deformationen, wie etwa die ebenfalls in Abb. 23 dargestellte Hantelform, bewirken, daß die Energie ein Maximum erreicht und dann abfällt, d. h., daß das System im Zustand zweier getrennter Teile stabiler ist als in Kugelform. Die geometrische Analyse der Formel für die Bindungsenergie ergibt zwei Bedingungen für die Spaltung:

1. Wenn Z^2/A größer als 45 ist, spaltet sich der Kern spontan. Da für $_{92}U^{235}$ dieses Verhältnis nur 36 ist, muß zur Spaltung Energie zugeführt werden. Ein einfallendes Neutron kann den fehlenden Betrag liefern.

2. Die *Aktivierungsenergie* E_a, d. h. der für die Kernspaltung erforderliche Energiebetrag, hängt von der Kernoberfläche und der elektrostatischen Energie ab. Die unten angeführten E_a-Werte sind für Kerne berechnet worden, die durch Neutronenabsorption entstehen:

Kern	U^{236}	U^{239}	Pu^{240}
E_a (MeV)	6,8	7,1	5,1.

Wie im vorigen Abschnitt dargelegt, wird die Spaltung von U^{235} durch Absorption von Neutronen mit geringer kinetischer Energie hervorgerufen. Es erhebt sich daher die Frage, wie die notwendige Aktivierungsenergie durch ein solches Neutron zugeführt wird. Dies wird damit erklärt, daß das zusätzliche Neutron das vorher bestehende Neutron-Proton-Gleichgewicht umstößt und die Bindungsenergie derart verändert, daß der neu gebildete Kern einen Energie-

überschuß besitzt. Wir können diese *Anregungsenergie* E_e aus der Differenz zwischen der Masse von U^{236} und der Summe der Massen von U^{235} und des Neutrons abschätzen:

$$E_e = (M_{235} + M_n - M_{236})\ (931{,}15\ \mathrm{MeV}/\mathrm{ME}).$$

Um die Isotopenmassen zu berechnen, kann man die halbempirische Massenformel von WEIZSÄCKER und FERMI[1]) benutzen. Der dann auftretende absolute Fehler beträgt für schwere Elemente etwa 0,01 Masseneinheiten (ME); für die Differenzen der Massen benachbarter Elemente wird jedoch der Fehler sehr viel geringer. Aus der erwähnten Formel berechnet sich die Massendifferenz $M_{236} - M_{235}$ zu 1,00168 ME. Vergleicht man dieses Ergebnis mit der Neutronenmasse, 1,00898 ME, so ergibt sich $E_e = 0{,}00730 \cdot 931{,}15 = 6{,}80$ MeV. Dies entspricht fast genau der benötigten Aktivierungsenergie, und im Rahmen der Genauigkeit der BOHR-WHEELER-Theorie wäre damit „bewiesen“, daß die Spaltung von U^{235} möglich ist. Die entsprechende Rechnung für das schwerere Uranisotop U^{238} ergibt für E_e einen Wert von ungefähr 5,3 MeV, also weniger als die benötigten $E_a = 7{,}1$ MeV. Die zur Spaltung fehlende Energiedifferenz von 1,8 MeV kann daher hier nur durch die kinetische Energie des Neutrons geliefert werden. Für unsere Zwecke müssen wir daraus die wichtige Schlußfolgerung ziehen, daß U^{235}, nicht aber U^{238}, durch thermische Neutronen gespalten werden kann. Die Neutronenenergie, von der ab eine Spaltung von U^{238} beginnt, wurde experimentell zu etwa 1 MeV bestimmt.

Die kinetische Energie der Spaltneutronen wird gewöhnlich mit 2 MeV angegeben. Genauere Untersuchungen[2]) haben jedoch gezeigt, daß die Energiewerte der Spaltneutronen um den Wert von 2 MeV als Mittelwert stark streuen. Die Methode bestand darin, eine Probe aus reinem U^{235} mit thermischen Neutronen aus einem Reaktor zu bestrahlen. Die sekundären Spaltneutronen werden dann dazu benutzt, Protonen aus einer Wasserstoff enthaltenen Folie herauszuschlagen, wobei die Energie der Protonen mittels einer Nebelkammer oder mit Hilfe anderer geeigneter Detektoren bestimmt wird. Im Bereich von 0,05 bis 17 MeV stimmen die Ergebnisse sehr gut mit der theoretischen Verteilungskurve

$$n(E) = A \sinh \sqrt{2E}\, e^{-E}$$

überein; E bedeutet hier die Energie in MeV. Es ist üblich, die Verteilungsfunktion „auf ein Neutron zu normieren“, so daß die Fläche unter der Kurve den Wert 1 ergibt. Der Faktor A wird dann $\sqrt{2/\pi e} = 0{,}484$. Abb. 24 zeigt die so normierte theoretische Energieverteilung der Spaltneutronen. Für den Mittelwert der Energie

[1]) Sie ist in einer zweckmäßigen Form angegeben von M. O. STERN, *The Masses of the Heavy Isotopes*, Rev. Mod. Phys. *21*, 816, 1949.

[2]) T. W. BONNER, R. A. FERRELL und M. C. RINEHART, Phys. Rev. *87*, 1032, 1952; D. L. HILL, Phys. Rev. *87*, 1034, 1952; B. E. WATT, Phys. Rev. *87*, 1037, 1952.

$$\bar{E} = \frac{\int_0^\infty E\,n(E)\,dE}{\int_0^\infty n(E)\,dE}$$

ergibt die Ausrechnung genau den Wert 2 MeV. Es ist demnach klar, daß eine beträchtliche Anzahl von Neutronen mit wesentlich höherer Energie als 2 MeV startet; für diese Neutronen ist die zur Abbremsung auf thermische Energie erforderliche Stoßzahl entsprechend sehr viel größer. Dieser Umstand muß bei der Planung von Schutzmaßnahmen gegen Neutronenbeschuß unbedingt berücksichtigt werden.

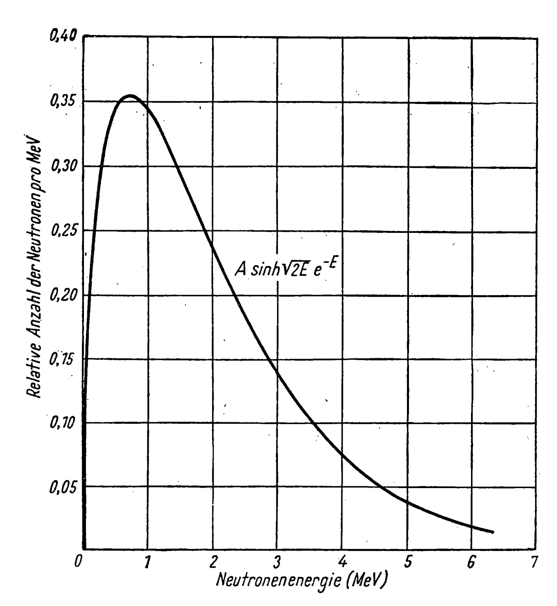


Abb. 24. Energieverteilung der Spaltneutronen

3.3 *Kettenreaktionen*

Wie bereits bemerkt, liegt die Energie der Spaltneutronen in der Nähe von 2 MeV, während die mittlere Energie der thermischen Neutronen, die für die Auslösung weiterer Spaltungen erforderlich sind, nur 0,025 eV beträgt. Um die Neutronenvervielfachung und damit eine Kettenreaktion in Gang zu bringen, muß daher das Uran mit einer Substanz aus leichten Atomkernen vermischt werden, wie z. B. Wasserstoff in Wasser, Beryllium oder Kohlenstoff, so daß die Neutronen hinreichend schnell auf thermische Energie abgebremst werden. Diese Bremselemente konkurrieren jedoch mit dem Uran um die verfügbaren Neutronen, da auch sie Neutronen absorbieren. Um eine stationäre Kettenreaktion aufrechtzuerhalten, ist daher ein sehr genaues Ausbalancieren der Gleichgewichtszusammensetzung erforderlich.

Zur Erläuterung mögen die beiden Darstellungen der Abb. 25 dienen. Ein einzelnes Neutron löst die Spaltung des U^{235} aus und liefert so z. B. drei neue Neutronen. Ist kein anderes Material vorhanden, spalten diese wiederum drei weitere Kerne, wobei weitere 2 + 2 + 3 Neutronen entstehen. Damit sind aus einem einzigen ursprünglichen Neutron bereits nach dem zweiten Glied der Reaktionskette sieben Neutronen geworden. Wenn jedoch zur Abbremsung der

Neutronen ein auch absorbierendes „Moderator"-Material verwendet wird, werden es weniger als sieben Neutronen sein. Nur wenn genau das richtige Verhältnis zwischen Uran und Moderator besteht, wird die Nettozahl der Neutronen im Mittel konstant bleiben, wie dies für den sogenannten stationären Reaktor erforderlich ist.

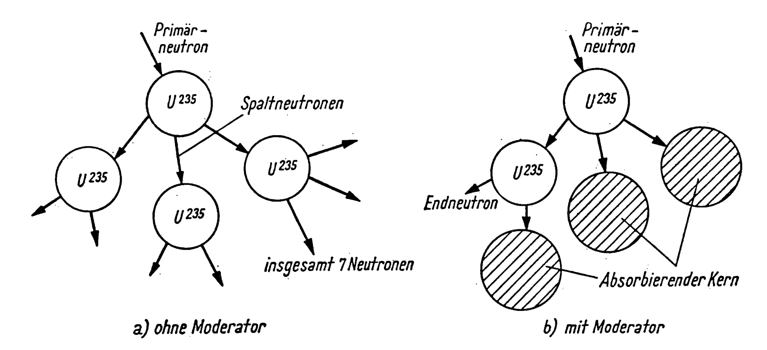


Abb. 25. Neutronenvermehrung bei Spaltung von U^{235}

In einem Reaktor, der aus natürlichem Uran, also hauptsächlich aus U^{238} besteht, treten noch andere Effekte auf. Der wichtigste dieser Effekte besteht darin, daß ein Neutron während des Bremsvorganges mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit durch ein U^{238}-Atom eingefangen wird, wenn die gerade erreichte Neutronenenergie mit einer Resonanzstelle des Absorptionsquerschnittes von U^{238} zusammenfällt. Zweitens werden auch thermische Neutronen durch das schwere Isotop absorbiert, ohne jedoch eine Spaltung von U^{238} hervorzurufen. In den folgenden Kapiteln wird die Wirksamkeit dieser beiden Effekte in Abhängigkeit von der räumlichen Anordnung der Substanzen im Reaktor noch eingehend diskutiert werden.

Zur Berechnung des Prozentsatzes der thermischen Neutronen, die im Uran bzw. im Moderator absorbiert werden, hat man die jeweiligen Wirkungsquerschnitte zu benutzen. Wir betrachten ein einzelnes Neutron in einer Graphitmasse, die derart mit U^{235} durchsetzt ist, daß 10000 Kohlenstoffatome auf je ein Uranatom kommen. Die gesamte Targetfläche eines Würfels von 1 cm Kantenlänge für ein Neutron, dessen Bewegungsrichtung senkrecht zu zwei Würfelflächen steht, setzt sich aus den makroskopischen Wirkungsquerschnitten $(N\sigma_a)_C$ für Kohlenstoff und $(N\sigma_a)_{U235}$ für U^{235} zusammen. Dementsprechend berechnet sich die Wahrscheinlichkeit dafür, daß das Neutron in diesem Kubikzentimeter absorbiert wird, wie folgt. Wie bereits berechnet, ist $N_C = 0{,}0827 \cdot 10^{24}$ und $(\sigma_a)_C = 0{,}0045 \cdot 10^{-24}$ cm², so daß

$$\Sigma_C = N_C\,(\sigma_a)_C = 3{,}72 \cdot 10^{-4}$$

wird.

Aus dem Verhältnis 10000 : 1 der Atomzahlen ergibt sich $N_U = 8{,}27 \cdot 10^{18}$, und mit dem tabulierten Wert $(\sigma_a)_U = 650 \cdot 10^{-24}$ cm² wird

$$\Sigma_U = N_U (\sigma_a)_U = 5{,}4 \cdot 10^{-3}.$$

Man sieht, daß weniger als 10 % der Totalabsorption dem Kohlenstoff zuzuschreiben ist, obwohl 10000mal mehr Kohlenstoffatome als U^{235}-Atome vorhanden sind. Zum Unterschied von manchen anderen Strahlungsproblemen kommt es also bei der Neutronenabsorption nicht nur auf die Gesamtmenge des vorhandenen Materials an.

3.4 *Atomenergieprogramm*

Die Reihenfolge der historischen Ereignisse, die zum gegenwärtigen Stand der Kerntechnik geführt haben, ist im „SMYTH-Report" (siehe Literaturhinweise in Abschnitt 3.5) ausgezeichnet dargestellt.[1] Neben einer Einschätzung der industriellen und politischen Bedeutung der Kernspaltung und der atomaren Waffen findet man dort die faszinierende Chronologie des Atomenergieprojekts. Wir werden hier nur über die Höhepunkte dieser Entwicklung und auch über diese nur insoweit berichten, als sie mit aktuellen Problemen verknüpft sind.

Der Entdeckung der Kernspaltung folgten ernsthafte Überlegungen über deren Bedeutung für die Vereinigten Staaten. Die Regierung der USA zeigte aktives Interesse und stellte verschiedenen Stellen in zunehmendem Umfang Mittel zur Untersuchung der militärischen Ausnutzung des neuen Phänomens zur Verfügung. Die Kerntheorie führte zu der Vermutung, daß eine Spaltung auch bei Elementen mit einer höheren Kernladungszahl als der des Urans möglich wäre, wenn diese aus Uran durch Neutroneneinfang gebildet werden könnten. Es zeigte sich, daß Plutonium (Pu^{239}) ein solches Element ist. Die Reaktionen, die zur Entstehung dieses Elementes führen, sind, wie wir heute wissen, folgende

$$_{92}U^{238} + {_0n^1} \rightarrow {_{92}U^{239}},$$

$$_{92}U^{239} \underset{23\text{ min}}{\rightarrow} {_{93}Np^{239}} + {_{-1}e^0},$$

$$_{93}Np^{239} \underset{2{,}3\text{ Tage}}{\rightarrow} {_{94}Pu^{239}} + {_{-1}e^0}.$$

Im Zwischenstadium tritt ein anderes neues Element, das Neptunium, auf, dessen Lebensdauer so kurz ist, daß es praktisch nutzlos ist. Das endgültige spaltbare Material Pu^{239} besitzt eine relativ lange Halbwertzeit. Ein zweiter Umstand von großer Bedeutung war der, daß im Uran nur das Isotop U^{235}

---

[1] Weiteres Material findet der Leser in W. LWOW, *Fakten des Atomzeitalters*, Verlag des Ministeriums für Nationale Verteidigung, Berlin 1958; KAI MOLTKE, *Kampf ums Atommonopol*, Dietz-Verlag, Berlin 1958; R. JUNGK, *Heller als Tausend Sonnen*, Henry Goverts, Stuttgart 1956. (Anm. d. dtsch. Red.)

spaltbar war. So standen zwei Möglichkeiten für die weitere Entwicklung offen: a) Die Produktion von Plutonium durch eine Kettenreaktion, wenn möglich in natürlichem Uran, oder b) die Trennung der Uranisotope, wenn diese durchführbar sein sollte. Ernsthafte Schwierigkeiten und Unsicherheiten wurden sofort in jedem der beiden Projekte entdeckt. Im Fall der Plutoniumproduktion schien eine wirksame Kettenreaktion nur dann möglich zu sein, wenn das Uran mit einem Moderator gemischt wird, wie etwa Graphit oder schweres Wasser. Graphit stand nicht in genügender Reinheit zur Verfügung und schweres Wasser nicht in ausreichenden Mengen. Nachdem an der Universität von Chikago der Beweis erbracht war, daß tatsächlich eine Kettenreaktion in Urangraphit möglich ist, verblieb noch die schwere Aufgabe, die rudimentäre Laboratoriumsapparatur zu einer Produktionsanlage zu entwickeln. Die so entstandenen Anlagen befinden sich in den Hanford-Engineering-Werken im Staate Washington. Bemerkenswerter Weise stimmten die theoretischen Berechnungen mit der tatsächlichen Leistung der Anlage auf 1% genau überein, obwohl gar nicht genügend Zeit zur Verfügung stand, die erforderlichen Messungen (Wirkungsquerschnitte wichtiger Elemente sowie Eigenschaften des Neutronenflusses) sämtlich durchzuführen. Der luftgekühlte Reaktor in Oak Ridge war ursprünglich als Modellversuchsanlage gedacht, konnte aber kaum als solche benutzt werden, da die endgültige Produktionsanlage nicht Luft, sondern Wasser als Kühlmittel verwendete. Der Verwendungszweck des Oak-Ridge-Reaktors lag schließlich in der Anreicherung von Plutonium für chemische Untersuchungen.

Zwei unabhängige Verfahren zur Trennung der Uranisotope wurden aus der Vielzahl der Möglichkeiten nach eingehender Prüfung entwickelt. Die erste war die *elektromagnetische* Trennung, welche auf dem Massenspektrographen nach Dempster beruht. Ein Strahl ionisierter Uranatome wird mit Hilfe geeignet angebrachter Elektroden durch ein homogenes Magnetfeld geschickt. Dabei ergibt sich nach Durchlaufen eines Halbkreises eine kleine räumliche Trennung der U^{235}- von den U^{238}-Ionen. Mit keinem der bis dahin gekannten Spektrographen konnten jedoch Ionenströme von der Größenordnung einiger Milliamperes erzeugt werden, wie sie für die Herstellung meßbarer Isotopenmengen erforderlich sind. Wegen der *kleinen* relativen Massendifferenz ist nämlich auch der Trennfaktor entsprechend gering. Der Forschungsgruppe an der Universität von Kalifornien im Strahlungslaboratorium zu Berkeley gelang es schließlich, den Massenspektrographen so zu verbessern, daß er zum Nachbau in der Produktionsanlage (Y-12) in Oak Ridge (Tennessee) vorgeschlagen werden konnte. Die über Hiroshima abgeworfene Atombombe bestand aus U^{235}, das nach dieser Methode hergestellt worden war.

Der zweite Weg zur Isotopentrennung benutzte die *Gasdiffusion*, die im SAM-Laboratorium an der Columbia-Universität näher untersucht wurde. Uran wird dabei in Form einer gasförmigen Verbindung, nämlich Uranhexafluorid (UF_6), durch nichtkorrodierende durchlässige „Filter" aus Silber-Zink-Legierungen gepreßt. Das leichtere Isotop durchdringt das Filter schneller, wodurch das zurückbleibende Gas an U^{235} verarmt. Der Trennfaktor in einer Trennstufe erreicht nur den Bruchteil eines Prozentes, so daß mehrere

Tausend Stufen hintereinander geschaltet werden müssen. Mitte 1945 nahm die Produktionsanlage K-25, die ebenfalls in Oak Ridge liegt, die Produktion auf. Da der im wesentlichen chemische Prozeß kontinuierlich abläuft, wurde dieser Methode aus ökonomischen Gründen der Vorzug vor der elektromagnetischen gegeben und der Betrieb der elektromagnetischen Trennanlage vor einiger Zeit eingestellt.

Lange bevor genügend spaltbares Material aus Produktionsanlagen zur Verfügung stand, wurden bereits im Los-Alamos-Laboratorium in New Mexico theoretische Berechnungen und Pläne für seine Verwendung für Kernwaffen ausgearbeitet. Mit dem ersten Kilogramm U^{235} wurden Messungen zur Bestimmung der kritischen Masse angestellt. Dazu benutzte man einen „Water-Boiler"-Reaktor, in dem das Uransalz in einem kugelförmigen Wasserkessel aufgelöst wird. Sodann wurden die Fragen der zweckmäßigsten Anordnung und Montage der unterkritischen Teile der Bombe, der für eine maximale Energieerzeugung erforderlichen Mantelhülle, sowie des Detonationsmechanismus untersucht.

Nach Beendigung des zweiten Weltkrieges wurde die Produktion spaltbaren Materials weiter fortgesetzt. Tatsächlich hat die Erweiterung der Diffusions- und Plutoniumproduktionsanlagen zu einer beträchtlichen Zunahme des Vorrates an spaltbarem Material geführt. Doch wurde nun den Möglichkeiten der friedlichen Verwendung der nuklearen Energie mehr Aufmerksamkeit geschenkt. Insbesondere hat die Atomenergiekommission die Verwendung radioaktiver Isotope aus der Kernreaktorproduktion nachträglich befürwortet, indem sie Produktionszeiten und -möglichkeiten in den Anlagen von Oak Ridge, Argonne und des staatlichen Brookhaven-Laboratoriums zur Verfügung stellte. Die Untersuchungen über den Antrieb von Flugzeugen und Unterseebooten durch Kernenergie, die zunächst von militärischem Interesse waren, wurden auch auf kommerzielle Verwendungen ausgedehnt. Die Atomenergiekommission unterstützte ferner die Entwürfe für Atomkraftwerke, die von der Industrie geplant wurden.

Abb. 26a. zeigt eine Landkarte der Vereinigten Staaten mit den Atomenergieanlagen und 26b. eine schematische Übersicht über das Atomenergieprogramm der USA. Die Entwicklung beginnt mit dem Rohmaterial Uranerz und endet mit einem Vorrat spaltbaren Materials. Dieses zusammen mit seinen Nebenprodukten dient den Forschungs- und Entwicklungsarbeiten als Ausgangspunkt, die nun ihrerseits durch neue Methoden und Verbesserungen die Produktion spaltbaren Materials und dessen Verwertung fördern und so wesentlich zum Gesamtzyklus beitragen.

Die für die Vereinigten Staaten ausnutzbaren Vorkommen an Uranerz liegen im Belgischen Kongo, am Großen Bärensee in Kanada und zum geringen Teil im Westen der Vereinigten Staaten, vorwiegend in Utah und Kolorado. Die letztgenannten Gruben liefern Carnotit, welches weniger als 1 % Uran enthält. Vor dem zweiten Weltkrieg wurde Carnotiterz zu Vanadium aufgearbeitet; ein beträchtlicher Teil des Uranvorrates kam gleichzeitig aus der Aufarbeitung des Abfalles früherer Produktionen. Um in den Gasdiffusions- oder Plutoniumproduktionsanlagen verarbeitet werden zu können, mußte das Uran chemisch

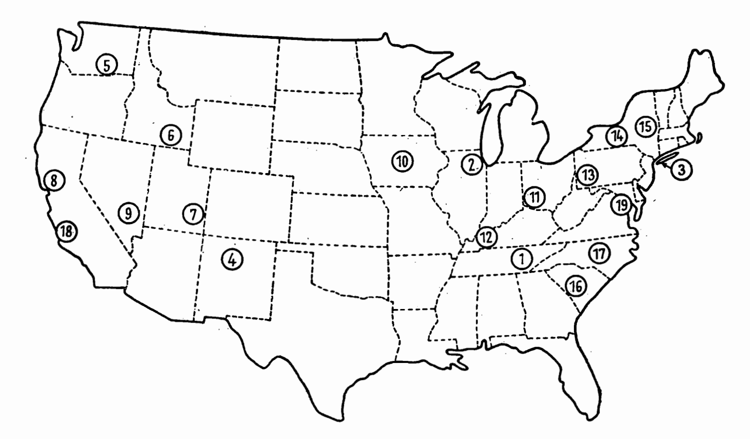


Abb. 26a. Geographische Verteilung der Stationen des Atomenergieprogramms der USA. Die Zahlen in den Kreisen beziehen sich auf die folgende Aufzählung:

1. *Oak Ridge, Tennessee:*
   Gaseous Diffusion Plant,
   Oak Ridge National Laboratory
   (Carbide and Chemicals Corp.);
   Oak Ridge Institute of Nuclear Studies.
2. *Chicago, Illinois:*
   Argonne National Laboratory
   (University of Chicago).
3. *Upton, Long Island, New York:*
   Brookhaven National Laboratory
   (Associated Universities, Inc.).
4. *Los Alamos, New Mexico:*
   Los Alamos Scientific Laboratory
   (University of California);
   Albuquerque, New Mexico:
   Sandia Laboratory, Sandia Base
   (Western Electric Co.).
5. *Hanford, Washington:*
   Hanford Plutonium Works
   (General Electric Co.).
6. *Arco, Idaho:*
   Reactor Testing Station
   (U.S. Atomic Energy Commission).
7. *Monticello, Utah:*
   Ore refineries.
8. *Berkeley, California:*
   Radiation Laboratory
   (University of California).
9. *Nevada:*
   Weapons testing area.
10. *Ames, Iowa:*
    Ames Laboratory
    (Iowa State College).
11. *Miamisburg, Ohio:*
    Mound Laboratory
    (Monsanto Chemical Co.).
12. *Paducah, Kentucky:*
    Gaseous Diffusion Plant.
13. *Pittsburgh, Pennsylvania:*
    Bettis Plant (Westinghouse Electric Co., Atomic Power Division).
14. *Rochester, New York:*
    Rochester Atomic Energy Project
    (University of Rochester).
15. *Schenectady, New York:*
    Knolls Atomic Power Laboratory
    (General Electric Co.).
16. *Aiken, South Carolina:*
    Production Center (duPont Co.).
17. *Raleigh, North Carolina:*
    Raleigh Research Reactor
    (North Carolina State College).
18. *Los Angeles, California:*
    Atomic Energy Project
    (University of California).
19. *Washington, D. C.:*
    U.S. Atomic Energy Commission.

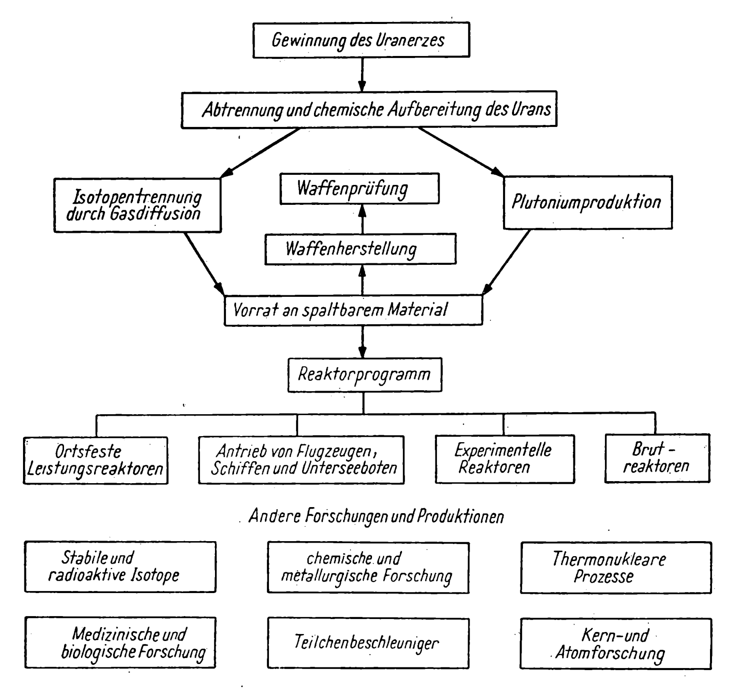


Abb. 26b. Funktionelle Struktur des Atomenergieprogramms der USA

hoch gereinigt und in UF_6 für die Gasdiffusion oder in Metall für die Plutoniumproduktion überführt werden.

Der einzige Teil des in Abb. 26 gezeigten Programms, der einer Erläuterung bedarf, ist die Regeneration spaltbaren Materials, das sogenannte „Brüten". Man fand, daß das Element Thorium durch Absorption von Neutronen ähnlich wie bei der Herstellung von Plutonium in ein anderes spaltbares Isotop des Urans, U^{233}, umgewandelt werden kann. Es ist somit möglich, zwei nicht spaltbare Substanzen in spaltbare umzuwandeln und sie so für die Energieerzeugung zu verwerten.

3.5 *Allgemeine kernphysikalische Literatur*

Obwohl die einschlägige Literatur am Ende eines jeden Kapitels zusammengestellt ist, erscheint es ratsam, an dieser Stelle die für das gesamte vorliegende Buch nützlichen Werke anzuführen und kurz zu erläutern:

Smyth, H. D., *Atomic Energy for Military Purposes*, Princeton: Princeton University Press, 1945.

Dieses Buch, das auch als „Smyth-Report" bekannt geworden ist, ist im Hinblick auf die Geschichte und Grundlagen des Atomenergieprojektes sehr zu empfehlen. Es ist auch als billige Nachdruckauflage des U. S. Government Printing Office, Washington, D. C., veröffentlicht.

Glasstone, S., *Sourcebook of Atomic Energy*, New York: D. Van Nostrand Co., 1950. Kurze, aber klare halbtechnische Darstellung der Kernenergieprozesse, Einrichtungen und Anwendungen; dieses Buch wurde mit Unterstützung der Atomenergiekommission verlegt.

Soodak, H., und E.C. Campbell, *Elementary Reactor Theory*, New York: John Wiley & Sons, 1950.
Kurze, aber gedrängte mathematische Behandlung des homogenen Reaktors, der viele Reaktorformeln des vorliegenden Buches entnommen wurden.

Goodman, Clark, Ed., *The Science and Engineering of Nuclear Power*, Cambridge, Mass.: Addison-Wesley Press, Bd. I, 1947; Bd. II, 1949.
Diese zweibändige Zusammenstellung von M.-I.-T.-Vorlesungen über Theorie und Konstruktion von Reaktoren stellt ein nützliches Nachschlagewerk tabulierter Stoffwerte dar und gibt eine erschöpfende Behandlung spezieller Fragen aus der Feder bekannter Autoritäten.

Glasstone, S., und M. C. Edlund, *The Elements of Nuclear Reactor Theory*, New York: D. Van Nostrand Co., 1952.
Die Reaktortheorie wird klar und vollständig dargestellt, wobei durchweg die freigegebenen Kernkonstanten benutzt werden.

The Semi-Annual Reports of the Atomic Energy Commission to Congress, Washington, D. C.: U. S. Government Printing Office.
Diese Bände dienen zur Vervollständigung und Ergänzung des „Smyth-Reports"; jeder ist einem speziellen Teil der Atomenergieentwicklung gewidmet. Typische Titel: „Atomenergie und die Wissenschaften vom Leben" (Bd. 6); „Atomenergie und die physikalischen Wissenschaften" (Bd. 7); „Strahlenschutz im Atomenergieprogramm" (Bd. 8).

Zusatz bei der deutschen Ausgabe

Arendt, P., *Reaktortechnik*. Mosbach/Baden: Physik Verlag, 1957.

Bonilla, C. F., *Nuclear Engineering*. New York: McGraw-Hill, 1957.

Cap, F., *Physik und Technik der Atomreaktoren*. Wien: Springer-Verlag, 1957.

Galanin, A. D., Теория ядерных реакторов на тепловых нейтронах (*Theorie der Kernreaktoren mit thermischen Neutronen*). Moskau: Atomizdat, 1957.

Hoag, J. B., *Nuclear Reactor Experiments*. New York: D. Van Nostrand, 1958.

Littler, D. J., und J. F. Raffle, *An Introduction to Reactor Physics*. New York: McGraw-Hill, 1955.

Riezler, W., und W. Walcher, *Kerntechnik* (7 Lfgn.). Stuttgart: Teubner, 1958.

Schwenk, H. C., und R. H. Shannon, *Nuclear Power Engineering*. New York: McGraw-Hill, 1957.

Thompson, A. S., und O. E. Rodgers, *Thermal Power from Nuclear Reactors*. New York: John Wiley & Sons, 1956.

Wakefield, E. H., *Nuclear Reactors for Industry an Universities*. Pittsburg: Instr. Publ. Comp., 1954.

Физика и теплотехника реакторов (*Reaktorphysik und -Wärmetechnik*). Beilage zu: Атомная Энергия. 1958. Moskau: Atomizdat, 1957.

Progress in Nuclear Energy, Series I—VIII. (*Physics and Mathematics*; *Process Chemistry; Technology and Engineering*; *Metallurgy and Fuels*; *Biological Sciences; Medical Sciences; The Economics of Nuclear Power*). London: Pergamon Press, 1956.

Tagung der Akademie der Wissenschaften der UdSSR über die friedliche Ausnutzung der Atomenergie, 1.—5. Juli 1955 (5 Bde.) (Übers. a. d. Russ.). Berlin: Akademie-Verlag, 1957.

Proceedings of the International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Held in Geneva 8.—20. August 1955 (16 Bde.). New York: United Nations, 1956.

Geneva Series on the Peaceful Uses of Atomic Energy — GURINSKY, DIENES: *Nuclear Fuels*; NININGER: *Exploration for Nuclear Raw Materials*; BECK: *Nuclear Reactors for Research*; PICKARD: *Nuclear Power Reactors*; MCCULLOUGH: *Safety Aspects of Nuclear Reactors*; SINGLETON: *Nuclear Radiation in Food and Agriculture.* New York: D. Van Nostrand, 1956 ff.

The Geneva Presentation Volumes — BISHOP: *Project Sherwood — The US Program in Controlled Fusion*; CHASTAIN: *US. Research Reactor Operation and Use*; CLAUS: *Radiation Biology and Medicine: Selected Reviews in the Life Sciences*; CLEGG, FOLEY: *Uranium Ore Processing*; CUTHBERT: *Thorium Production Technology*; DIETRICH, ZINN: *Solid Fuel Reactors;* HOLDEN: *Physical Metallurgy of Uranium*; KRAMER: *Boiling Water Reactors*; LANE, MAC PHERSON, MASLAN: *Fluid Fuel Reactors*; SEABORG: *The Transuranium Elements*; STARR; DICKINSON: *Sodium Graphite Reactors*; *The Shippingport Pressurized Water Reactor.* Cambridge: Addison-Wesley Press, 1958.

Proceedings of the Second United Nations International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Held in Geneva 1.—13. Sept. 1958 (33 Bde.). Geneva: United Nations, 1958/59.

Selected Papers from the First Nuclear Engineering and Science Congress, Held at Cleveland, Ohio (2 Bde.). London: Pergamon Press, 1957.

Proceedings of the Second Nuclear Engineering and Science Conference, Held at Philadelphia (3 Bde.). London: Pergamon Press, 1957.

Forschung und Entwicklung im Rahmen des Atomenergieprogramms unterscheiden sich von der Vorkriegswissenschaft dadurch, daß das Vorrecht des Einzelnen, seine Ergebnisse in der einschlägigen Literatur zu veröffentlichen, im Interesse der nationalen Sicherheit unterbunden werden mußte.[1]) Trotz dieser Einschränkungen hat die technische Informationsabteilung der

---

[1]) Das Ergebnis ist, daß viele interessante und nützliche Einzelheiten in den Köpfen und Akten derer versiegelt bleiben, die diese geheimgehaltenen Arbeiten ausführen. Das freigegebene Material besteht in der Hauptsache aus Beschreibungen allgemeiner Prinzipien und mathematischer Methoden, aus denen man ebenfalls mit großer Mühe und Scharfsinn Anlagen konstruieren kann, welche der nicht freigegebenen Version äquivalent sind, oder aus Überblicken, welche wohl einen nicht informierten Leser mit der vergangenen und der möglichen zukünftigen allgemeinen Entwicklung auf diesem Gebiet bekanntmachen, die aber keine Einzelheiten enthüllen, oder schließlich aus isolierten Berichten über Spezialgebiete ohne ersichtlichen Zusammenhang mit dem Gesamtprojekt.

Die Bemerkungen dieser Fußnote stellen mehr eine Feststellung von Tatsachen als eine Kritik dar. In der Tat besagt die Vorschrift, welche in der Atomenergieakte von 1946 niedergelegt ist, ausdrücklich: „Geheimzuhaltende Angaben" sind alle Angaben, welche „die Herstellung oder den Gebrauch von Kernwaffen, die Produktion spaltbaren Materials oder dessen Verwendung zur Energieerzeugung betreffen; sie sollen aber keine der Angaben umfassen, deren Veröffentlichung von der Kommission von Zeit zu Zeit als der Sicherheit und Verteidigung nicht entgegenstehend gestattet wird."

Atomenergiekommission in Oak Ridge, Tennessee, den Universitäten und der Industrie einen wertvollen Dienst erwiesen, indem sie Tausende von freigegebenen Dokumenten über fast alle Fragen des Programms veröffentlicht hat. Sie sind zu beziehen über etwa 30 Buchhandlungen, welche über das ganze Land verstreut und als autorisierte Niederlassungen bestimmt sind, oder sie können direkt von der herausgebenden Abteilung zu Nennpreisen erworben werden.

Nuclear Science Abstracts, Oak Ridge, Tenn.: Technical Information Division, Atomic Energy Commission.
Diese Zeitschrift erscheint zweimal monatlich und erfaßt alle Veröffentlichungen und Kurzberichte auf diesem Gebiet, einschließlich solcher in technischen Zeitschriften, wie auch die Berichte der staatlichen AEC Laboratorien und ihrer privaten Kontrahenten-Firmen. Zusammenfassende Literaturverzeichnisse werden jedes Jahr herausgegeben.

National Nuclear Energy Series, New York: McGraw-Hill Book Co.
Diese Bücher erfassen die meisten Resultate der in den Jahren 1941—1946 geleisteten Forschungsarbeit. Die AEC hat diese Serie als Programm eines umfassenden Nachschlagewerkes unterstützt.

Nucleonics, New York: McGraw-Hill Publishing Co.
Diese unabhängige, monatlich erscheinende Zeitschrift bringt Übersichtsartikel, berichtet über Neuentwicklungen auf dem Reaktorgebiet und bringt Beschreibungen von neuen kernphysikalischen Instrumenten und vielen experimentellen Hilfsmitteln. Ein Kerningenieur wird den Bezug dieser Zeitschrift sehr wertvoll finden.

Aufgaben

3.1 Welches sind die beiden Spaltprodukte, die aus einer gleichmäßigen Aufspaltung des U^{235} unter Aussendung von 4 Neutronen und 2 β-Teilchen entstehen?

3.2 Man zeige, daß eine Spaltungsrate von $3 \cdot 10^{10}$ pro sec ungefähr eine Leistung von 1 Watt ergibt. *Bemerkung:* Dieser nützliche Umwandlungsfaktor ist leicht zu behalten, da er der gleiche ist wie die Lichtgeschwindigkeit in cm/sec.

3.3 In einer homogenen Lösung von natürlichem Uran in Wasser mit einer chemischen Konzentration von 5 Gewichtsprozenten ist der Bruchteil der thermischen Neutronen zu bestimmen, die im Uran absorbiert werden.

KAPITEL IV

DIE ISOTOPENTRENNUNG

In diesem Kapitel werden die Prinzipien der Isotopentrennung besprochen unter besonderer Berücksichtigung der Extraktion von U^{235} aus natürlichem Uran nach der Gasdiffusionsmethode. Es wird auch eine kurze Beschreibung der elektromagnetischen Trennmethode gegeben, welche ebenfalls zur Separation stabiler Isotope dient. Auch die Abtrennung von Deuterium aus natürlichem Wasserstoff wird mit einbezogen wegen ihrer Wichtigkeit für die Produktion von schwerem Wasser als Moderator von Reaktoren. Da sich die Isotope eines Elementes nur durch ihre Massen, nicht aber in ihren chemischen Eigenschaften merklich unterscheiden, muß man zur Isotopentrennung Prozesse benutzen, bei denen die Kräfte je nach der Isotopenmasse eine unterschiedliche Wirkung ausüben.

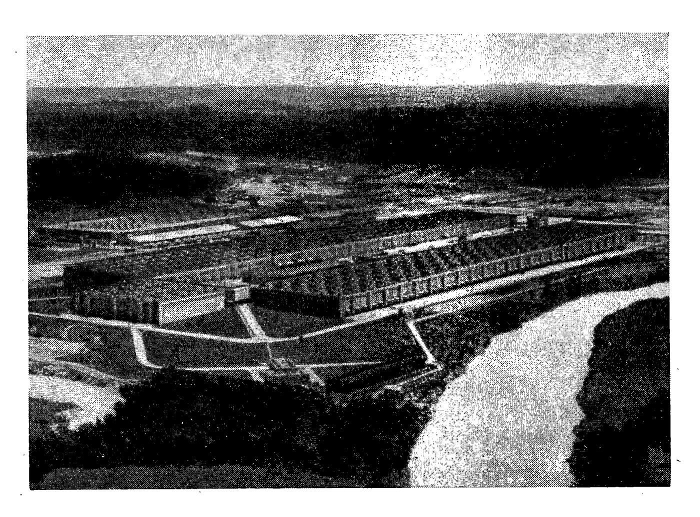


Abb. 27. Gasdiffusionsanlage in Oak Ridge, Tennessee [Photographie von J. E. WESTCOTT, mit Erlaubnis der US Atomenergiekommission]

4.1 *Trennung durch Gasdiffusion*

Die Hauptanlage für die Trennung von U^{235} und U^{238} in Oak Ridge, Tennessee, ist in einem U-förmigen Gebäude von 1,6 km Länge und 120 m Breite untergebracht. Die „K-25"-Anlage (Abb. 27) gibt eine Vorstellung vom Um-

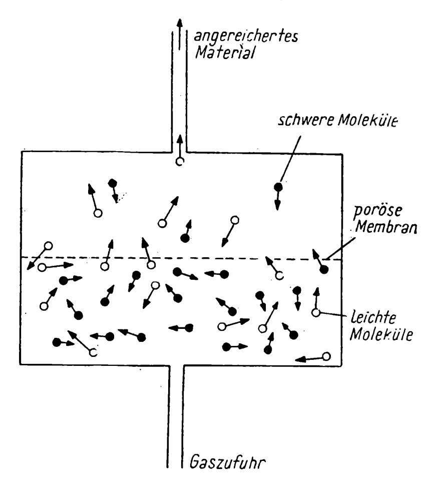


Abb. 28. Trennung von Molekülen mittels einer porösen Wand

fang der Operationen. In diesen Gebäuden nehmen eine Reihe von einzelnen Trennanlagen die „Ladung" aus natürlichem Uran auf und liefern das angereicherte „Produkt" sowie den verarmten „Abfall".

Wir diskutieren zunächst die theoretischen Eigenschaften der Barriere, die das UF_6-Gas passieren muß, sowie die Anordnung der einzelnen Stufen in der Kaskade. Die Hauptquellen unserer Theorie sind die freigegebenen Arbeiten von COHEN und von SCHACTER und GARRETT. Die von uns benutzte Analyse wird nicht streng sein, aber sie wird leichter zu verstehen sein als die exakte Behandlung.

Der einfachste Typ einer Gasdiffusionstrennanlage besteht aus einem Behälter mit einer porösen Membran, die ihn in zwei Teile unterteilt, wie Abb. 28 zeigt. Ein Gas, wie z. B. UF_6, wird mit leichtem Überdruck auf der einen Seite zugeführt, während auf der anderen ein Vakuum aufrecht erhalten wird. Die beiden vorhandenen Molekülarten haben die Massen 349 und 352 (sechsmal 19 der Fluormasse, plus 235 bzw. 238). Die mittleren Energien der Moleküle der Masse 349 und 352 sind die gleichen, entsprechend dem Äquipartitionsprinzip der kinetischen Gastheorie. Wenn der Index l die leichten Moleküle bezeichnet und der Index s die schweren, dann haben wir

$$\frac{1}{2}\, m_s v_s^2 = \frac{1}{2}\, m_l v_l^2,$$

wo die Größen v die effektiven mittleren Geschwindigkeiten sind. Aus dieser Gleichung ist ersichtlich, daß die Geschwindigkeit der leichten Moleküle höher ist als die der schweren, entsprechend:

$$v_l = v_s \sqrt{\frac{m_s}{m_l}}\,.$$

Daher werden die leichteren Moleküle etwas häufiger mit der porösen Trennwand zusammengestoßen, und ein etwas größerer Prozentsatz von ihnen wird die Wand durchdringen. Nach einer kurzen Zeit wird das Gas auf der Niederdruckseite der Trennwand ein von dem ursprünglichen verschiedenes Isotopenverhältnis haben. Das Verhältnis $(n_l'/n_s')/(n_l/n_s)$, welches das Teilchenverhältnis nach und vor dem Trennprozeß vergleicht, wird unabhängig von der verstrichenen Zeit als *Trennfaktor* r bezeichnet. Im Grenzfall sehr kleiner (nahezu verschwindender) Zeiten wird der Trennfaktor

$$r_0 = \left(\frac{\dfrac{n_l'}{n_s'}}{\dfrac{n_l}{n_s}}\right)_0 = \sqrt{\frac{m_s}{m_l}}\,.$$

Der Betrag der Anreicherung, d. h. das Anwachsen der Häufigkeit des leichteren Isotops, ist fast unmerklich klein, da $\sqrt{352/349}$ nur sehr wenig von 1 abweicht; es ist nämlich gleich 1,0043.

Für die oben angegebene Beziehung zwischen den Verhältnissen der Häufigkeiten kann ein einfacher Beweis gegeben werden. Die Anzahl der Moleküle eines jeden Typs, welche auf die Trennwand pro Sekunde auftreffen, ist proportional zur Zahl n der vorhandenen Moleküle und ihrer Geschwindigkeit v. Die Zahl n' der hindurchtretenden Moleküle ist proportional zur Zahl der auftreffenden. Es ist also

$$\frac{n_l'}{n_s'} = \frac{n_l v_l}{n_s v_s}\,,$$

was nach Umformung obige Formel ergibt.

Wenn man an Stelle der bisherigen idealisierten Situation annimmt, daß ein merklicher Teil des ursprünglichen Gases durch die Trennwand hindurchgetreten ist, wird die Trennung noch weniger vollständig sein. Man kann in der Tat leicht einsehen, daß der Trennfaktor kleiner werden muß. In dem Maße, wie die Diffusion fortschreitet, wird die Hochdruckseite von dem leichteren Isotop entleert. Dies hat zur Folge, daß verhältnismäßig immer weniger leichte und immer mehr schwere Moleküle auf der Überdruckseite auf die Trennwand fallen, d. h., das Verhältnis der Stoßraten der leichten und schweren Moleküle mit der Trennwand nimmt ab. Ein etwas größerer Prozentsatz schwerer Moleküle gelangt durch die Trennwand hindurch als zu Anfang und „verunreinigt" die Gasmischung auf der Niederdruckseite. Der Trenn-

faktor r ist dann nicht mehr einfach gleich der Wurzel aus dem Massenverhältnis. So ist z. B. der effektive Trennfaktor für den Fall, daß aus dem

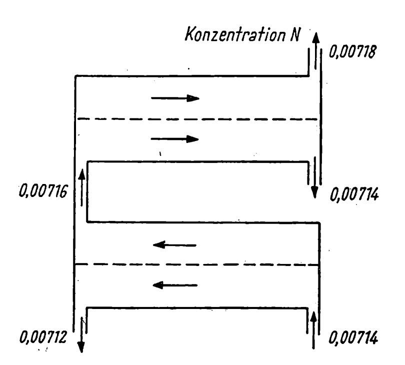


Abb. 29. Hintereinanderschaltung von Trennstufen

unteren Behälter des in Abb. 29 gezeichneten Apparates die Hälfte des ursprünglichen Gases durch die Trennwand hindurchgegangen und abgepumpt worden ist, durch

$$r = \frac{\frac{n_l'}{n_s'}}{\frac{n_l}{n_s}} = 1 + 0{,}693\left(\sqrt{\frac{m_s}{m_l}} - 1\right)$$

gegeben. Für Uran berechnet sich aus dieser theoretischen Formel der Trennfaktor zu 1,0030.

An diesem Punkt muß man zwei neue Ausdrücke definieren, welche bei der Berechnung von Gastrennungen eine Rolle spielen. Der erste ist die *Konzentration* N, welche den anzahlmäßigen Bruchteil eines gegebenen Isotops in der Mischung darstellt. Die Konzentration des *leichteren* Isotops ist

$$N = \frac{n_l}{n_l + n_s}.$$

Dieser Ausdruck wird von einigen Autoren auch „Molbruch" genannt. Es ist üblich, ihn in Prozent anzugeben. Die Isotopenkonzentration von U^{235} in natürlichem Uran ist 0,00714 oder 0,714 %. Eine andere nützliche Variable ist das *Häufigkeitsverhältnis*, gegeben durch

$$R = \frac{n_l}{n_s}.$$

Die Größen N und R sind durch die Beziehungen

$$N = \frac{R}{R+1} \quad \text{und} \quad R = \frac{N}{1-N}$$

miteinander verknüpft. Das Häufigkeitsverhältnis von natürlichem Uran ist $R = 0{,}00714/(1 - 0{,}00714) = 0{,}00719$.

Wir können nun den Einfluß eines Trennprozesses auf diese Größen abschätzen. Gestrichene und ungestrichene Buchstaben beziehen sich wie bisher auf das Material nach und vor der Trennung. Wenn die Hälfte des UF_6 durch die Trennwand hindurchgegangen ist, wird das Häufigkeitsverhältnis im Produkt

$$\frac{n_l'}{n_s'} = r\frac{n_l}{n_s},$$

also $$R' = rR = 1{,}0030 \cdot 0{,}00719 = 0{,}00721.$$

In Konzentrationen ausgedrückt, ergibt dies

$$N' = \frac{R'}{R'+1} = \frac{0{,}00721}{1{,}00721} = 0{,}00716.$$

Eine brauchbare Näherung für Prozesse, welche einen Trennfaktor sehr nahe bei 1 besitzen, ist durch den Ausdruck

$$\boxed{N' \simeq rN}$$

gegeben. Als Kontrolle der Genauigkeit kann man den Wert

$$N' \simeq 1{,}0030 \cdot 0{,}00714 = 0{,}00716$$

betrachten, welcher mit dem exakt berechneten Wert übereinstimmt. Der Fehler ist in diesem Fall vollständig zu vernachlässigen. Für einen Trennfaktor in der Nähe von 1 kann man zeigen, daß das Anwachsen von N für das angereicherte Material das gleiche ist wie das Abfallen von N für das verarmte. Daraus kann man abschätzen, daß das verarmte Material eine Konzentration von 0,00712 besitzt.

Wenn *mehrere Stufen* in Reihe hintereinandergeschaltet werden, kann man die sukzessive Änderung von N leicht abschätzen. Offensichtlich sind die resultierenden Mengen angereicherten Materials, welche man nach einem Durchgang durch viele solche Stufen erhält, für praktische Zwecke zu klein. Ferner ist zu bemerken, daß die verarmte Konzentration jeder Stufe der „Ladung" der nächst unteren Stufe entspricht. Daraus ergibt sich, daß man zweckmäßigerweise das Material zirkulieren läßt. Abb. 30 zeigt eine derartige Anordnung. Unter der Bedingung, daß die beiden sich mischenden Ströme die gleiche Konzentration haben, wie wir es annahmen, wird das System eine *ideale Kaskade* genannt. In einer Gasdiffusionsanlage werden Tausende von Stufen

aneinandergereiht, um die Konzentration von 0,00714 auf Werte der Größenordnung 0,8 oder 0,9 zu steigern. Abb. 31 zeigt eine schematische Anordnung einer solchen Anlage. Die spitz zulaufende Form der Anlage soll zeigen, wie die Menge des zirkulierenden Materials in dem Maße kleiner wird, wie das Material

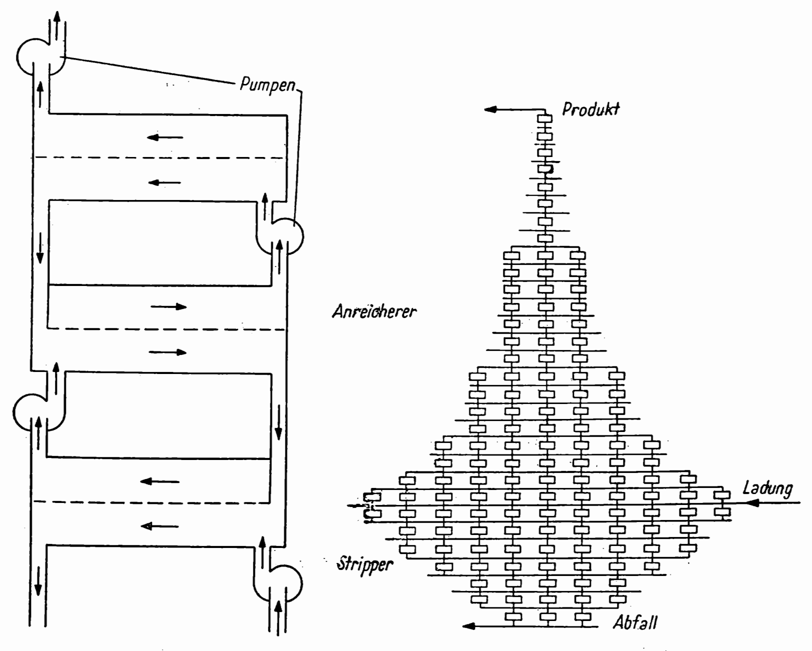


Abb. 30. Einfache Kaskade

Abb. 31. Gasdiffusionskaskade

sich anreichert. Da das verarmte Material der ersten Stufe der Kaskade noch 99,7 % der ursprünglichen Menge des U^{235} enthält, muß noch eine „stripping"-Abteilung (to strip — abstreifen) hinzugefügt werden, um die Abfallkonzentration zu verringern. In dieser Abteilung wandert das U^{235} aufwärts, das U^{238} abwärts. An gewissen Stellen oben und unten werden Endprodukt bzw. Abfall entnommen; außerdem muß es eine Stufe geben, wo die Ladung zugeführt wird. Da der Prozeß keine große Ausbeute besitzt, ist der unten austretende „Abfall" viel größer als das oben austretende Endprodukt. Strömungskapazität, Separatorgröße und Pumpleistung der Stufen können daher in dem Maße herabgesetzt werden, wie man im System aufwärts schreitet. Die Uranzufuhr muß gleich dem Uranausfluß sein, und zwar für jede Isotopenkomponente, abgesehen vom Materialverlust im System, den wir hier vernachlässigen.

Die Gleichungen, welche die Bilanz für Uran und U^{235} ergeben, können in folgender Form geschrieben werden:

$$\boxed{F = P + W, \quad N_F F = N_P P + N_W W,}$$

wo F, P und W die Massen der „Ladung", des Endproduktes und des Abfallurans und N_F, N_P und N_W die entsprechenden U^{235}-Konzentrationen bezeichnen. Der Ausdruck $N_F F$ gibt die Masse des U^{235} an, das sich in der Ladung befindet, $N_P P$ die U^{235}-Masse im Endprodukt und $N_W W$ die U^{235}-Masse im Abfall.

Wir betrachten ein einfaches Beispiel für die Anwendung dieser Bilanzformel. Nehmen wir eine Diffusionsanlage mit einem Ertrag von 1 Mol U^{235} pro Tag bei einer Isotopenkonzentration von 0,8. Sie werde beschickt mit natürlichem Uran und entlade den Abfall mit einer U^{235}-Konzentration von 0,006. Gesucht ist die täglich erforderliche Uranladung F. Nun ist $P = 235/0{,}8 = 294$ g. Die beiden Gleichungen lauten also:

$$F = 294 + W, \quad 0{,}00714 F = 235 + 0{,}006 W.$$

Eliminieren wir W, so finden wir $F = 204600$ g oder 204,6 kg. Dieses erstaunlich hohe Ergebnis zeigt, daß das angereicherte Produkt einen extrem kleinen Teil des gesamten am Prozeß teilhabenden Rohmaterials darstellt (0,14 % in diesem Beispiel). Das extrahierte U^{235} stellt jedoch einen vernünftigen Prozentsatz des U^{235} in der Ladung dar (16 %).

Wir wollen noch den Kostenanteil für das gewonnene U^{235} abschätzen, der von den Kosten für das Ladungsgut herrührt; dazu benutzen wir ZINNs Preisangabe[1]) von \$ 77/kg für natürliches Uranmetall. Es ergibt sich der Preis von \$ 77·205 = \$ 15800 für die Produktion von 235 g U^{235}, was einem Preis von \$ 67/g entspricht. Hierbei wurde jedoch die Voraussetzung gemacht, daß der „Abfall" nicht noch einmal benutzt wird.

4.2 *Kaskadenparameter*

Wir wollen nun die *Anzahl der Kaskadenstufen* bestimmen, die erforderlich sind, um die Isotopenkonzentration von ihrem ursprünglichen Wert N_F auf den Endwert N_P zu bringen, und zwar unter der Voraussetzung, daß die Ströme, welche in jeder Stufe von oben und von unten eintreten, jeweils die gleiche Konzentration besitzen. Das Häufigkeitsverhältnis in jeder Stufe ist jedesmal r-mal so groß wie das der vorhergehenden Stufe. Bezeichnet man die Ladungsstufe mit der Nummer 0, die erste Arbeitsstufe mit 1 usw. bis zur Stufe S, so erhält man

---

[1]) ZINN, W. H., *Basic Problems in Central-Station Nuclear Power*, Nucleonics, September 1952.

$$R_1 = r R_0 = r R_F,$$
$$R_2 = r R_1,$$
$$R_3 = r R_2,$$
$$\cdots\cdots\cdot$$
$$R_S = r R_{S-1}.$$

Kombiniert man diese Gleichungen durch wiederholte Substitution, so ergibt sich

$$R_S = r^S R_F$$

oder, indem man logarithmiert,

$$\ln R_S = \ln r^S + \ln R_F$$

und daraus

$$\boxed{S = \frac{\ln \frac{R_S}{R_F}}{\ln r}.}$$

Da r sehr nahe bei 1 liegt, ist $\ln r$ näherungsweise gleich $r - 1$, und für die Gesamtzahl der Stufen in der Anreicherungsanlage ergibt sich daher

$$\boxed{S \approx \frac{1}{r-1} \ln \frac{R_S}{R_F}.}$$

Diese Beziehung kann man benutzen, um die Anzahl der für eine bestimmte Konzentrationserhöhung erforderlichen Stufen zu berechnen. Wir wollen z. B. berechnen, wieviele Stufen notwendig sind, um natürliches Uran auf eine Konzentration von 0,8 zu bringen. Dann ist $r - 1 = 0{,}0030$, $R_F = 0{,}00719$ und $R_P = 0{,}8/(1 - 0{,}8) = 4{,}0$. Daher wird

$$S = \frac{1}{0{,}003} \cdot \ln \frac{4{,}0}{0{,}00719} = 2107.$$

Der obige Ausdruck für die Stufenzahl gilt übrigens für den Stripper genauso wie für den Anreicherer. Da R_S/R_F dann kleiner als 1 ist, wird S eine negative Zahl. Die Stufen des Strippers kann man also mit -1, -2, -3 durchnumerieren bis zum Austritt des Abfalls. Abb. 32 zeigt für einen Modellfall mit $N_F = 0{,}00714$, $N_P = 0{,}8$ und $N_W = 0{,}006$, wie die Konzentration mit der Stufennummer ansteigt.

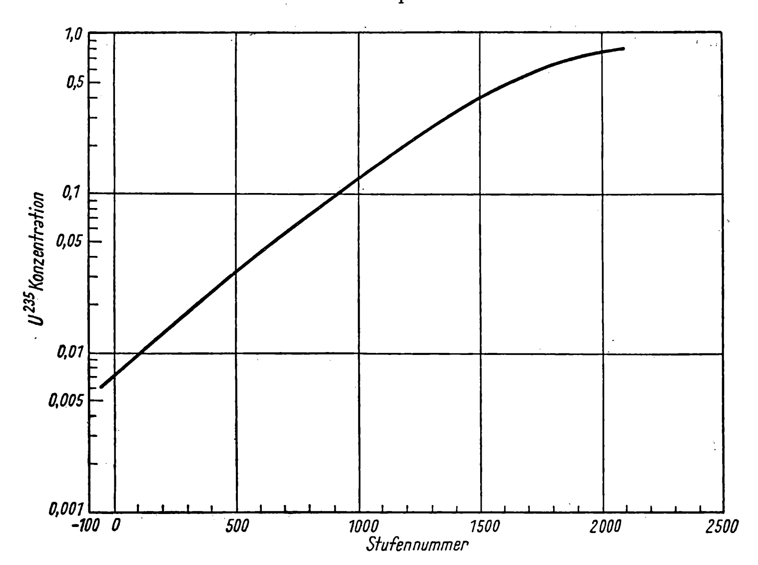


Abb. 32. Änderung der Isotopenkonzentration als Funktion der Stufennummer

Von praktischem Interesse ist ferner die *Materialmenge, die in einer Kaskadenstufe zirkulieren muß.* Jede Stufe hat ihren „Zwischenstufenfluß" L, der proportional der Pumpleistung ist. Er darf mit keinem der drei anderen Flüsse von und nach außen (Ladung, Endprodukt und Abfall) verwechselt werden, da das System natürlich von der äußeren Zufuhr und Abfuhr abgeschaltet werden und trotzdem einen sehr großen Zirkulationsstrom aufrechterhalten kann. Unter Benutzung der Bilanzgleichung für die Flüsse und der Anreicherungstheorie kann man eine Formel für L ableiten, den *Zwischenstufenfluß für eine Stufe*, in der die Konzentration N herrscht:

$$\boxed{L = \frac{2P}{r-1} \frac{N_P - N}{N(1-N)}.}$$

Diese Formel gilt nur für den Anreicherer. Wenn jedoch P durch W und N_P durch N_W ersetzt werden, ergibt sich der Zwischenstufenfluß für den Stripper.

Als Beispiel wollen wir L für die Stufe mit $N = 0{,}05$ berechnen, und zwar für den Fall, daß die Kaskade pro Tag 0,235 kg U^{235} liefert, wobei der Konzentrationsgrad $N_P = 0{,}80$ sei. Dann wird $P = 0{,}294$ kg und

$$L = \frac{2 \cdot 0{,}294}{0{,}003} \cdot \frac{0{,}80 - 0{,}05}{0{,}05\,(1 - 0{,}05)} = 3100\ \text{kg/Tag}.$$

Die obige allgemeine Formel kann man benutzen, um die Werte für L und die Pumpleistungen zu berechnen, welche für die verschiedenen Konzentrations-

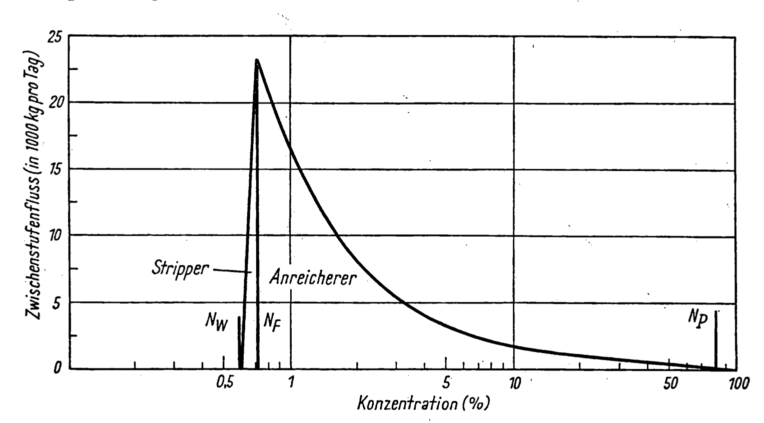


Abb. 33. Zwischenstufenfluß in einer Kaskade als Funktion der Konzentration

stufen der Anlage erforderlich sind. Abb. 33 zeigt den Zwischenstufenfluß als Funktion der Konzentration, und zwar für eine Kaskade mit folgenden Eigenschaften:

U^{235} im Endprodukt: 0,235 kg/Tag, Konzentration 0,8;
Uranladung: 205 kg/Tag, Konzentration 0,00714;
Abfallkonzentration: 0,006;
Stufenzahl: Anreicherer 2107, Stripper 58.

Eine nahezu direkte Integration der Formel für den Zwischenstufenfluß über die gesamte Kaskade kann unter der Voraussetzung durchgeführt werden, daß sich die Konzentration stetig mit der Stufenzahl S ändert, und zwar näherungsweise gemäß

$$\frac{dN}{dS} \simeq (r-1)(1-N)N.$$

Das Ergebnis ist

$$\boxed{L_{\text{total}} = \frac{2}{r-1} \cdot [S_S W(1-2N_W) + S_E P(2N_P - 1)],}$$

wo S_S und S_E die Stufenzahlen für den Stripper und den Anreicherer sind und die anderen Zeichen die gleiche Bedeutung haben wie vorher. Der gesamte Zwischenstufenfluß kann für unsere Modellkaskade leicht zu $1{,}03 \cdot 10^7$ kg/Tag berechnet werden, das ist ungefähr $4{,}3 \cdot 10^7$ Mol/Tag an UF_6, dessen Molekulargewicht gleich 352 ist. Das in den Tausenden von Stufen zirkulierende

Material stellt ein Vielfaches des täglichen Ein- und Ausganges dar. Daraus folgt, daß zur Inbetriebsetzung einer Diffusionsanlage eine beträchtliche Zeit erforderlich ist, da das Material nur allmählich zugeführt werden kann.

In der oben beschriebenen Kaskade haben wir angenommen, daß in jeder Stufe genau die Hälfte des Gases die Trennwand durchdringt und daß der Konzentrationsanstieg in jeder Stufe gleich dem Abfall in dem Teil ist, welcher zur nächst tieferen Stufe herabgeschickt wird. Wenn die aufwärts geschickte Menge jedoch klein ist, hat das verarmte Material, das herunterkommt, eine höhere Konzentration als die Ladung, mit der es sich vermischt, und reichert sie im Endeffekt an. Daraus ergibt sich, daß unter Benutzung dieser *nichtidealen* Kaskadentechnik zur Erreichung einer bestimmten Konzentration weniger Stufen erforderlich sind, im Grenzfall genau die Hälfte.

Der Zirkulationsfluß muß durch Pumpen erzeugt werden, welche wiederum durch Motore angetrieben werden. Man kann nun die elektrische Leistung berechnen, welche für die Aufrechterhaltung des Betriebes der Anlage erforderlich ist. Wir nehmen willkürlich an, daß das Druckgefälle an der porösen Trennwand 0,9 atm beträgt, z. B. von $P_a = 1150$ g/cm² auf $P_b = 111$ g/cm². Wenn die Kompression des Gases isotherm erfolgt, ist die Arbeit pro Mol gegeben durch

$$w = \int_{V_a}^{V_b} p\, dV.$$

Da für ein ideales Gas $pV = RT$ ist, wo R die Gaskonstante ($8{,}3 \cdot 10^7$ erg/Mol Grad) bedeutet, ergibt die Integration:

$$w = RT \ln \frac{P_a}{P_b}.$$

Wir nehmen als Gastemperatur den Wert 100° C, der etwas über dem Siedepunkt von UF_6 (56,2° C) liegt. Dann ist $T = 373°$ K und

$$\begin{aligned} w &= 8{,}3 \cdot 10^7 \cdot 373 \cdot \ln 10 \\ &= 7{,}10 \cdot 10^{10} \text{ erg/Mol} \\ &= 7{,}10 \cdot 10^3 \text{ Watt sec/Mol}. \end{aligned}$$

Mit einem Zwischenstufenfluß von $4{,}3 \cdot 10^7$ Mol/Tag oder $(4{,}3 \cdot 10^7)/(8{,}64 \cdot 10^4) = 0{,}500 \cdot 10^3$ Mol/sec ergibt sich eine Leistung von

$$P = wL = 7{,}10 \cdot 10^3 \cdot 0{,}500 \cdot 10^3 = 3{,}55 \cdot 10^6 \text{ Watt}.$$

Die Pumpen haben vermutlich einen Wirkungsgrad von nicht mehr als 10 %, woraus sich eine Leistung von ungefähr 35 MW für den gesamten Zirkulationsprozeß des Gases errechnen läßt. Dieses Ergebnis stellt vermutlich eine *untere* Grenze für die aufzubringende Gesamtleistung dar.

Einige der Forschungsprobleme, die während des zweiten Weltkrieges in Angriff genommen oder seitdem in zufriedenstellender Weise gelöst worden

sind, wollen wir nun zusammenstellen, um etwas mehr Einsicht in den Diffusionsprozeß zu gewinnen.

1. *Entwicklung von widerstandsfähigem Material.* Das UF_6 ist korrosiv wie viele Fluorverbindungen. Ein Kunststoff, welcher der UF_6-Korrosion widersteht (Fluorothene), fand ausgedehnte Verwendung in den Pumpen, Rohranschlüssen und Leitungen.

2. *Entwicklung der Trennwand.* Die Anforderungen, die an das Trennwandmaterial gestellt werden müssen, sind außerordentlich. Es muß dünn und doch fest sein, mit Milliarden von Löchern pro cm^2 versehen, jedes ungefähr $2{,}5 \cdot 10^{-7}$ cm im Durchmesser.

3. *Reinigung der Trennwand.* Es mußten Methoden gefunden werden, um eine Ablagerung von Uranverbindungen in den Poren der Trennwand zu vermeiden oder zu beseitigen.

4. *Kontrolle.* Eine automatische Kontrolle des Kaskadensystems ist durch elektrische Geräte möglich, und zwar mit Hilfe ständiger massenspektrographischer Kontrollproben des zirkulierenden Gases.

4.3 *Elektromagnetische Trennung*

Die Trennanlagen, welche das U^{235} für die ersten Kernwaffen produzierten, bestanden aus großen DEMPSTER-Massenspektrographen. Diese Maschinen

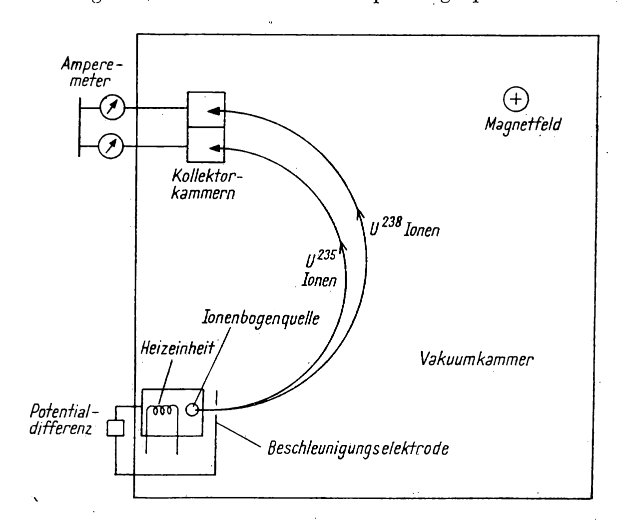


Abb. 34. Elektromagnetischer Isotopentrenner — das „Calutron"

wurden „Calutrons" genannt, nach der Universität von Kalifornien, wo sie entwickelt wurden. Das grundlegende Arbeitsprinzip besteht darin, daß schnelle geladene Teilchen verschiedener Masse in einem homogenen Magnet-

feld verschiedene Bahnen beschreiben. Eine Uranverbindung, etwa UCl_4 oder UBr_4, wird in einem Ofen verdampft, und ein Elektronenstrahl aus einer Heizwendel bombardiert die Moleküle. Unter den erzeugten Ionen befindet sich U^+. Durch ein System von Elektroden mit hohem negativem Potential gegen die Ionenquelle werden diese Ionen in ein Vakuumgefäß gesaugt, welches sich in einem homogenen Magnetfeld befindet. Die Ionen des schwereren Isotops (U^{238}) bewegen sich auf einem Halbkreis mit einem Radius, welcher etwas größer ist als der der leichteren Ionen (U^{235}), wie in Abb. 34 gezeigt ist. Sie können getrennt in Kästen aufgefangen werden, die sich auf der Hälfte des Kreisbogens, 180° vom Startpunkt, befinden. Die elektrischen Ströme, welche mit den beiden Ionentypen verknüpft sind, dienen als Maß für das Auflösungsvermögen und die Ausbeute des Prozesses. Ein Teilchen der Masse m mit einer Ladung e wird in einem Potentialgefälle V auf eine Geschwindigkeit v beschleunigt, die durch $Ve = mv^2/2$ gegeben ist. Der Radius r in einem Magnetfeld der Stärke H ergibt sich durch Gleichsetzen der Zentripetalkraft und der magnetischen Kraft: $mv^2/r = Hev/c$. Eliminiert man v aus diesen beiden Gleichungen, so erhält man

$$\boxed{r = \frac{c}{H}\sqrt{\frac{2mV}{e}}.}$$

Beispielsweise beträgt der Radius einer $(U^{238})^+$-Bahn in einem Feld von 2000 Oersted bei einer Potentialdifferenz von 10 kV etwa 1 m. Der maximale Abstand zwischen den Brennpunkten der beiden Strahlen liegt bei 180° und

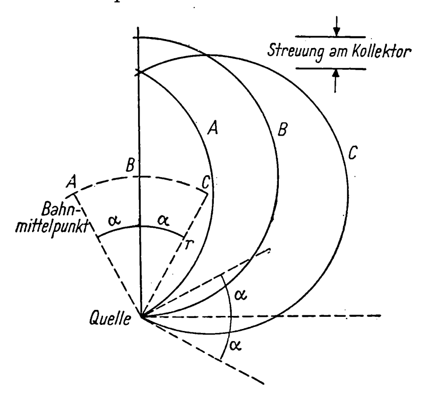


Abb. 35. Natürliche Fokussierung eines divergierenden Neutronenstrahls bei 180°

beträgt das Doppelte der Differenz der Radien. Diese Trennung ist daher proportional zur Differenz der Quadratwurzel aus den Isotopenmassen, da alle übrigen Faktoren konstant sind:

$$\Delta x \sim \left(\sqrt{m_s} - \sqrt{m_l}\right).$$

Tabelle 6

Einige nach der elektromagnetischen Methode getrennte Isotope[1])

Element	Isotopenmasse	Natürliche Häufigkeit	Angereicherte Häufigkeit
		(%)	(%)
Lithium	6	7,39	99,4
	7	92,61	99,91
Kohlenstoff	12	98,90	99,99
	13	1,10	7,52
Kalium	39	93,30	99,94
	41	6,70	98,94
Kalzium	40	96,96	99,97
	42	0,64	61,40
	43	0,15	59,90
	44	2,06	96,20
	46	0,0033	7,30
	48	0,19	83,90
Eisen	54	5,81	93,27
	56	91,64	99,70
	57	2,21	87,29
	58	0,34	79,80
Gallium	69	60,20	98,42
	71	39,80	98,08
Zirkonium	90	51,46	98,00
	91	11,23	86,89
	92	17,11	95,38
	94	17,40	92,80
	96	2,80	89,48

[1]) Auswahl aus einer vollständigen Liste; siehe C. P. KEIM, Nucleonics, August 1951.

Der Trennfaktor r für die elektromagnetische Methode ist im Prinzip unendlich, da zwei extrem dünne Ionenstrahlen vollständig voneinander getrennt werden können. Wenn das Verhältnis der Atomzahlen von U^{235} und U^{238} im natürlichen Uran ungefähr 1/139 ist, nach dem Prozeß aber die Sammelzelle für das leichtere Isotop reines U^{235} enthält, so wird das neue Häufigkeitsverhältnis n_l'/n_s' und damit auch r unendlich. Es ist jedoch prinzipiell unmöglich, eine vollständige Trennung, also beliebig dünne Ionenstrahlen, und zugleich einen großen Materietransport zu erzielen. Eine Überlappung der beiden endlich breiten Strahlen wird dann einsetzen, wenn aus irgendeinem Grunde ihre Breite bei 180° gleich der natürlichen Trennweite wird. Außerdem ergibt sich am Kollektor eine gewisse Streubreite, wenn die Ionen aus der Quelle nicht unter genau dem gleichen Winkel austreten; man sieht dies sofort, wenn man einige Kreisbahnen für verschiedene Austrittswinkel zeichnet (Abb. 35).

Jede Streuung der Ionen an den Luftmolekülen, die noch in dem Vakuumgefäß verblieben sind, sowie die gegenseitige Abstoßung der positiv geladenen Ionen auf ihrer Flugbahn führt ebenfalls zu einer Störung der idealen Verhältnisse. Jedoch ist der Trennfaktor trotz aller dieser Effekte sehr viel größer als der für das Diffusionsverfahren geltende Wert von 1,003. Es werden daher nur ein paar Stufen benötigt, um U^{235} in der gewünschten Reinheit zu erhalten; die Ausbeute ist jedoch sehr begrenzt. Ferner ist die zur Erzeugung der Ströme erforderliche elektrische Energie groß. Die enormen Kosten für den Betrieb sowie für die Säuberung und den Ersatz der elektrischen Quellen und der damit zusammenhängenden Geräte machen einen kontinuierlichen Betrieb zur U^{235}-Trennung im großen Stil praktisch unmöglich.

Das Verfahren ist jedoch sehr praktisch für die Trennung solcher Isotope, für die es zu kostspielig werden würde, eine besondere vielstufige Diffusionsanlage aufzubauen. Die elektromagnetische Methode hat eine ganze Reihe von Jahren als Hauptquelle stabiler Isotope für Forschungszwecke gedient. Tab. 6 zeigt, wie leistungsfähig die elektromagnetische Trennmethode für manche Elemente ist. In Kap. XVIII werden wir auf die Verwendung stabiler Isotope zurückkommen.

4.4 *Abtrennung von Deuterium*

Das schwerere Isotop des Wasserstoffes, Deuterium (D) genannt, wurde um 1930 entdeckt. Es tritt in der Natur mit einer Häufigkeit von 0,02 % auf. Reines schweres Wasser (D_2O) hat etwas andere physikalische Eigenschaften als das gewöhnliche Wasser, z. B.

Dichte: 1,108 g/cm³
Gefrierpunkt: 3,82° C
Siedepunkt: 101,42° C.

Eine der früheren Trennmethoden ergab sich völlig unerwartet. Die Konzentration des H-Isotops mit der Massenzahl 2 war, wie man entdeckte, höher als der normale Wert in der übrigbleibenden Lösung handelsüblicher elektrolytischer Zellen, welche im Laufe mehrerer Jahre Wasserstoff- und Sauerstoffgas entwickelt hatten. Der Grund hierfür lag darin, daß bei der Elektrolyse leichte Isotope in etwas höherem Prozentsatz an der Kathode entweichen als schwere.

Zwei weitere Methoden wurden in Amerika für eine Produktion im großen erfolgreich entwickelt.

Die erste von ihnen ist die *fraktionierte Destillation.* Da der Siedepunkt des schweren Wassers ungefähr um 1° höher liegt als der des leichten Wassers, ist das Kondensat einer Verdampfung etwas mit Deuterium angereichert. Es besteht eine weitgehende Analogie zwischen dem Trennfaktor r, wie er für die Gasdiffusion definiert ist, und der relativen Flüchtigkeit, d. h. dem Verhältnis zwischen den Dampfdrucken der beiden Konstituenten bei der jeweils herrschenden Temperatur. Eine Anlage, die auf diesem Prinzip beruht, wurde

von der DuPont Company im Januar 1943 begonnen und im Januar 1944 in Betrieb genommen.

Die andere Methode beruht auf dem *katalytischen Austausch.* Wenn Wasserstoffgas, das Deuterium in der Form gemischter Moleküle HD enthält, durch Wasser geleitet wird, werden H^1-Atome des Wassers gegen D-Atome des Gases ausgetauscht. Die Reaktion kann in folgender Form geschrieben werden:

$$H_2O + HD \rightleftarrows HDO + H_2.$$

Bei dem hierauf beruhenden Trennprozeß fließt Wasser von der Höhe eines Turmes im Gegenstrom zum aufsteigenden Wasserstoff und Wasserdampf herab. Am Boden des Turmes wird das angereicherte Wasser durch elektrolytische Zellen in H_2 und O_2 umgewandelt. Das Deuterium konzentriert sich in dem Dampf und wird so wiederum dem Wasser zugeführt. Man fand, daß ein Katalysator erforderlich ist, um die Austauschreaktion in der gewünschten Richtung zu beschleunigen. Deswegen ist der Turm so konstruiert, daß das Wasserstoff-Wasserdampf-Gemisch die Katalysatorbetten passieren muß. Eine Anlage, die auf diesem Prinzip beruht, wurde von der Consolidated Mining and Smelting Company in Trail, British Columbia, gebaut, wo bereits elektrolytische Anlagen vorhanden sind.

Aufgaben

4.1 Berechne den idealen Trennfaktor r für die Isotope N^{14} und N^{15} bei Verwendung der Verbindung Stickoxyd, NO. Man erläutere, warum die Trennung von Isotopen eines leichten Elementes einfacher ist als die eines schweren Elementes.

4.2 Man bestimme die relative Häufigkeit der Uranisotope, die einer U^{235}-Konzentration von 4 % entspricht.

4.3 Wie groß ist die Abfallkonzentration einer Diffusionsanlage, die mit einer Tonne natürlichen Urans pro Tag beschickt wird und 250 g Uran pro Tag mit einer U^{235}-Konzentration von 0,25 liefert? Welchen Einfluß auf die Abfallkonzentration hat die Erhöhung der Endproduktkonzentration auf 0,5, wenn alle übrigen Parameter die gleichen bleiben?

4.4 Wie viele Stufen sind in der Anreicherungsabteilung eines Kaskadenseparators erforderlich, um natürliches Uran auf eine U^{235}-Konzentration von a) 0,25 bzw. b) 0,99 zu bringen, falls $r = 1{,}003$?

4.5 Wenn der Trennfaktor von 1,003 auf 1,0035 verbessert werden könnte, wieviel Stufen könnten dann eingespart werden? Man untersuche, ob dies die Kosten für die gesamte Anlage merklich beeinflussen würde.

4.6 Wieviel Stripperstufen würden eine Abfallkonzentration von 0,002 ergeben? Man nehme $r = 1{,}003$.

4.7 Man berechne den Zwischenstufenfluß L am Eingang einer Diffusionsanlage, welche 1 kg Uran pro Tag mit einer U^{235}-Konzentration von 0,75 liefert. Man wiederhole die Rechnung für eine Konzentration von 0,6.

4.8 Man berechne den Abstand zwischen den Kollektoröffnungen in einer elektromagnetischen Trennanlage, welche unter den folgenden Bedingungen

arbeitet: $V = 10000$ V (praktisch), $H = 2000$ Oersted, $(U^{238})^+$—Ionenmasse gleich $3{,}95 \cdot 10^{-22}$ g, $e = 4{,}80 \cdot 10^{-10}$ ESE.

4.9 Wie groß muß in einer elektromagnetischen Trennanlage der totale U^+-Strom in Ampere sein, wenn 1 kg U^{235} pro Tag hergestellt werden soll? Man nehme vollständige Trennung an und eine Beschickung mit natürlichem Uran. Welche elektrische Leistung muß bei diesem Verfahren aufgewandt werden, wenn man ein Beschleunigungspotential von 10000 V benutzt?

4.10 Man berechne den Trennfaktor in einer fraktionierten Destillationsanlage für schweres Wasser. Man wähle als Temperatur 101,42° C und benutze die folgenden Daten für den Dampfdruck des leichten Wassers:

Dampfdruck (mm Hg)	760	788	816
Temperatur (° C)	100	101	102

4.11 Wieviel Stufen würde man bei dem in Aufgabe 4.10 berechneten Trennfaktor benötigen, um schweres Wasser zu erhalten, welches nur 0,23 % gewöhnliches Wasser enthält?

Literatur

SMYTH, H. D., *Atomic Energy for Military Purposes*, Princeton: Princeton University Press, 1945, Kap. IX, X, XI.

Atomic Energy Development, The Fifth Semi-Annual Report to Congress, 1947—1948. Washington, D. C.: Atomic Energy Commission, U. S. Government Printing Office, S. 15. Allgemeine Beschreibung des Diffusionsprozesses.

SCHACTER, J., und G. A. GARRETT, *Analogies between Gaseous Diffusion and Fractional Distillation*, AECD-1940, Carbide and Carbon Chemicals Corp., K-25 Plant, 5. Juni 1948.

COHEN, KARL, *Fundamentals of Isotope Separation*, Nucleonics, Juni 1948.

COHEN, KARL (GEORGE M. MURPHY, Ed.), *The Theory of Isotope Separation as Applied to the Large-Scale Production of* U^{235}, New York: McGraw-Hill Book Co., 1951. Für Fortgeschrittene.

BENEDICT, M., *Diffusion Separation Methods*, Encyclopedia of Chemical Technology, New York: The Interscience Encyclopedia, Inc., 1950, Bd. 5, S. 76.

STEWART, D. W., *The Separation of Stable Isotopes*, Nucleonics, Oktober 1947.

KEIM, C. P., *Enriched Stable Isotopes: Five Years of Production and Use*, Nucleonics, August 1951.

BROWN, W. G., *Plant for Production of Heavy Water*, J. Chem. Phys. *3*, 216, 1935. Elektrolytische Methode.

RANDALL, M., und W. A. WEBB, *Separation of Isotopes by Fractional Distillation of Water*, Ind. Eng. Chem. *31*, 227, 1939.

McCORKLE, W. H., *Heavy Water in Nuclear Reactors*, Nucleonics, Mai 1953, S. 21.

Zusatz bei der deutschen Ausgabe

KOCH, J., *Electromagnetic Isotope Separators and Applications of Electromagnetically Enriched Isotopes*, Amsterdam: North Holland, 1958.

KISTEMAKER, J., J. BIGELEISEN und A. O. C. NIER, *Proceedings of the International Symposium on Isotope Separation*, Held in Amsterdam, 23.—27. April 1957, Amsterdam: North Holland, 1958.

KAPITEL V

ERZEUGUNG VON PLUTONIUM

Das neue Element Plutonium wird gebildet durch Absorption eines Neutrons in U^{238} entsprechend der Reaktionsgleichung

$$_{92}U^{238} + {}_0n^1 \rightarrow {}_{92}U^{239} \underset{\beta}{\rightarrow} {}_{93}Np^{239} \underset{\beta}{\rightarrow} {}_{94}Pu^{239}.$$

Nur fünf Jahre liegen zwischen der Entdeckung dieses Elementes und der Explosion einer Atombombe, welche aus diesem Element bestand. In diesem Kapitel werden wir die Anlagen beschreiben, die U^{238} in Pu^{239} umwandeln, sowie einige einfache Rechnungen über die Erzeugung in großen Anlagen durchführen.

5.1 *Die Hanford-Werke*

Die Anlagen zur Produktion von Plutonium gelten als das bemerkenswerteste Resultat der wissenschaftlichen Arbeit während des zweiten Weltkrieges. Wie schon weiter oben bemerkt wurde, stellt die Konstruktion derartiger Anlagen eine Entwicklung eines sehr viel einfacheren Modells dar. SMYTH schreibt dazu: „Die Anlage wurde gebaut, ohne die Ergebnisse einer Versuchsanlage abwarten zu können, so als wenn man hydro-elektrische Generatoren hätte bauen müssen und dabei lediglich die Erfahrung mit einem Generator eines ganz anderen Typs und sehr viel kleinerer Leistung zur Verfügung gehabt hätte." Man kann sich ein qualitatives Bild von den Anlagen in Hanford machen, wenn man den „SMYTH-Report", die Berichte der Atomenergiekommission vor dem Kongreß und die Berichte über den Reaktor in Oak Ridge studiert. Der Reaktor in Oak Ridge wurde speziell für das Studium jener chemischen Prozesse gebaut, die für den geplanten „Hanford-Prozeß" von Bedeutung waren.

Der Hauptteil der Hanford-Anlage ist der Kernreaktor, ein großer Würfel aus Graphit, welcher in einer Richtung von Kanälen durchzogen ist, die Zylinder aus natürlichem Uran aufnehmen können. Zwischen Zylinder und Kanalwand wird ein ringförmiger Zwischenraum frei gelassen, durch den das Kühlwasser fließt. Abb. 36 gibt eine schematische Darstellung des Reaktors und der dazugehörigen Anlagen. Die einzelnen Zylinder heißen „Slugs". Sie sind in Aluminiummäntel eingeschlossen, damit keine radioaktiven Spaltprodukte durch das Kühlwasser von der Oberfläche der Uranstäbe

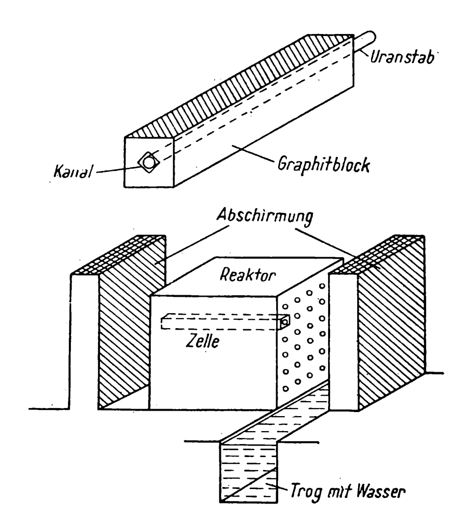


Abb. 36. Schematischer Aufbau des Hanford-Reaktors

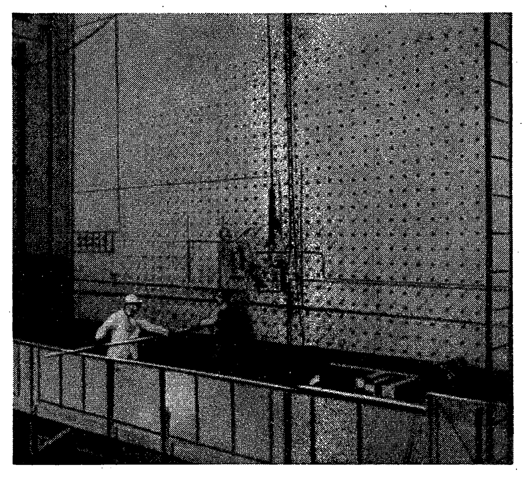


Abb. 37. Die Beladungsseite des Oak-Ridge-Reaktors [Photographie von J. E. WESTCOTT, mit Erlaubnis der US Atomenergiekommission]

abgewaschen werden. Im Fall des Reaktors im Staatlichen Oak-Ridge-Laboratorium (Abb. 37) haben die einzelnen Graphitblöcke, welche eine „Zelle" bilden, eine Breite von 10 cm, eine Höhe von 10 cm und eine Länge von etwa 1,20 m. Die Kanäle für das Spaltmaterial befinden sich im Zentrum eines jeden Blockes, wodurch die Kanäle einen Mittelpunktabstand von 20 cm bekommen. Die Slugs haben einen Durchmesser von 2,8 cm, eine Länge von 10 cm und ein Gewicht von 1165,7 g. Die Kanäle haben einen diamantförmigen Querschnitt mit Seiten von 4,5 cm, und die Anordnung ist so, daß der Slug symmetrisch zu den Seiten gehalten wird. Das Kühlmittel beim Reaktor in Oak Ridge ist Luft, die mit einer Pumpleistung von $170 \cdot 10^3 \, m^3$/Std. hindurchgesaugt wird. Aus der Gesamtzahl der Kanäle, die 1248 beträgt, kann man abschätzen, daß die Slugs den ganzen 7,30-m-Würfel ausfüllen, abgesehen von den 45 cm Graphit an den Wänden. Ein Luftzwischenraum und eine 2,1 m dicke Betonwand umgeben den Würfel, was folgende Gesamtabmessungen ergibt: Länge 14,1 m, Breite 11,6 m und Höhe 9,8 m. Andere charakteristische Daten sind das Leistungsniveau von 3800 kW, die maximale Slugtemperatur von 245° C und die mittlere Graphittemperatur von 130° C. Man würde erwarten, daß der Hanford-Reaktor in ungefähr der gleichen Art und Weise gebaut worden sei, abgesehen von den in jeder Richtung größeren Dimensionen. Die offizielle Feststellung, daß „ein Reaktor, der langsame Neutronen benutzt, wie der in Oak Ridge und die in Hanford, so hoch ist wie ein fünfstöckiges Gebäude", läßt vermuten, daß dies der Fall ist. In dem Maße, wie sich der Plutoniumgehalt in den Slugs durch Neutronenbeschuß infolge der Kettenreaktion aufbaut, werden die Slugs vorwärtsgeschoben, bis sie schließlich aus dem Reaktor herauskommen. Ein großer Behälter oder Trog mit Wasser befindet sich unter dieser Seite des Reaktors. Die Slugs sinken in diesen Behälter und werden dort gelagert, bis die Radioaktivität der Spaltprodukte abgeklungen ist. Das Wasser dient dabei als Abschirmung sowie als Kanal, in dem das Uran zur chemischen Trennanlage überführt wird. In der chemischen Abteilung wird das Plutonium aus der Lösung entfernt, die durch Auflösung der Slugs entstand, die Spaltprodukte werden abgetrennt und das übrige Uran wird zurückgewonnen. Wegen der großen Strahlungsdichte um den Reaktor herum und in den chemischen Anlagen müssen alle Manipulationen von Kontrollstellen hinter dicken Betonwänden ferngesteuert werden.

Abb. 38 zeigt schematisch den Weg des Materialflusses.

Um U^{238} in den erforderlichen Mengen in Plutonium umzuwandeln (Smyth schätzt den Minimumbedarf auf 1 kg pro Monat bis 1 kg pro Tag), muß für eine ungeheuer große Anzahl von Spaltneutronen gesorgt werden, wobei eine beträchtliche Energiemenge frei wird. Fast die gesamte dabei erzeugte Wärme muß durch das Kühlwasser abgeführt werden. Das Wasser für den Hanford-Reaktor liefert der in der Nähe vorbeifließende Columbiastrom, aus dem das Wasser gepumpt, gefiltert und weiter behandelt wird. Nachdem das Wasser durch den Reaktor gegangen ist, wird es in Behältern gespeichert, um die erzeugte Radioaktivität unter die Gefahrenschwelle abklingen zu lassen, bevor es wieder in den Fluß zurückgeleitet wird.

5.2 *Neutronenhaushalt*

Man kann eine Übersicht über die Größenordnungen gewinnen, die bei der Plutoniumproduktion eine Rolle spielen, indem man das Schicksal der Neutronen verfolgt. Wir wollen versuchen, die durchschnittliche Anzahl der

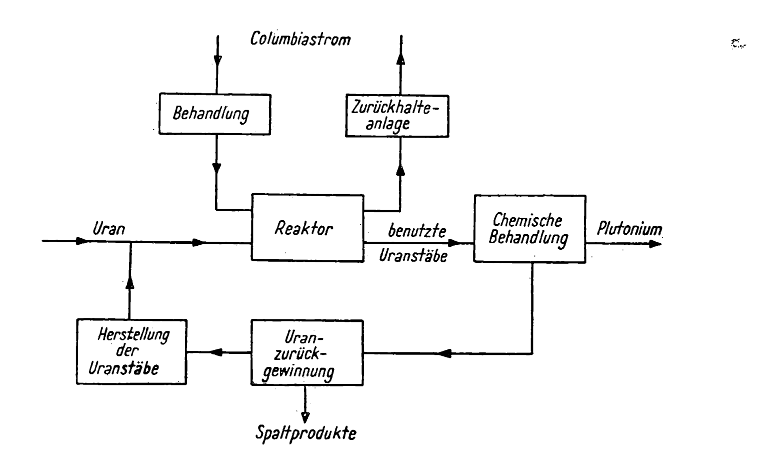


Abb. 38. Materialkreislauf in einer Plutoniumanlage

Plutoniumatome abzuschätzen, die für jedes U^{235}-Atom erzeugt werden, das im Prozeß aufgebraucht oder, wie man sagt, „verbrannt" wird. Jedes im U^{235} absorbierte Neutron gibt eine Nettoproduktion von durchschnittlich 2,1 Neutronen entsprechend folgender Überlegung. Die *Spaltung* eines U^{235}-Kernes ergibt im Durchschnitt 2,5 Neutronen; aber nicht alle Absorptionen führen zu einer Spaltung. Der konkurrierende Prozeß ist ein einfacher Neutronen*einfang* unter Bildung von U^{236}. Ein Maß für die Wahrscheinlichkeit dieses Prozesses ist der Einfangsquerschnitt von 101 barn. Dieser ergibt zusammen mit dem Spaltungsquerschnitt den Gesamtabsorptionsquerschnitt von 650 barn. Die mittlere Anzahl der pro *Absorption* erzeugten Neutronen ist also nur der Bruchteil $549/650 = 0{,}845$ von 2,5, d. h. 2,1. Weiterhin tritt noch ein Verlust an Neutronen durch Absorption in den Graphitblöcken auf; das Wasser, das durch den Reaktor fließt, ist ebenfalls ein guter Absorber. Wir machen die übliche Annahme, daß diese Substanzen im Mittel 0,1 Neutronen absorbieren, so daß genau 2 Neutronen übrigbleiben. Von diesen ist genau 1 Neutron erforderlich, um die Kettenreaktion aufrechtzuerhalten, so daß gerade 1 Neutron übrigbleibt, um durch Absorption im U^{238} das gewünschte Plutonium zu erzeugen. Es ergibt sich also, daß für jedes „verbrannte" U^{235}-Atom ungefähr *ein* Plutoniumatom erzeugt wird. Später werden wir sehen, daß dieses Ergebnis etwas zu optimistisch ist.

Ein naheliegender Gedanke ist natürlich der, das erzeugte Plutonium selbst wieder als Spaltmaterial zu benutzen, um die Kettenreaktion aufrechtzuerhalten. Im Prinzip ist dieser Gedanke richtig; es erweist sich jedoch als unökonomisch, die Slugs für längere Zeit in der Anlage zu lassen. Daher ist die Exponierungsdauer für das Plutonium nicht groß genug, um einen merklichen Beitrag zur Energieerzeugung zu liefern.

Man kann den Grad der Umwandlung von U^{238} in Plutonium ungefähr abschätzen. Die Anfangskonzentration der beiden Uranisotope beträgt 0,0071 bzw. 0,9929. Das erste Blockdiagramm in Abb. 39 stellt das anfängliche Spaltmaterial dar. Beide Substanzen werden benutzt, um Plutonium zu erzeugen. Für die Nettoproduktion von Plutonium gilt offenbar folgende einfache Beziehung:

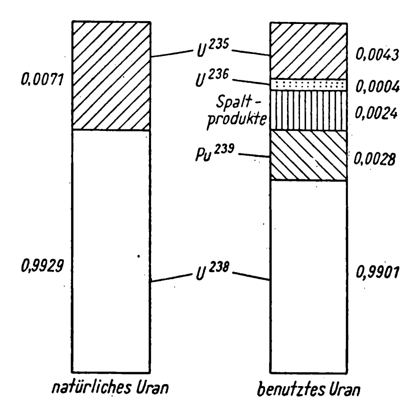


Abb. 39. Materialumwandlung im Uranstab

$$\begin{pmatrix}\text{Nettorate der}\\ \text{Pu-Anreicherung}\end{pmatrix} = \begin{pmatrix}\text{Rate der } n\text{-Absorption}\\ \text{in } U^{238}\end{pmatrix} - \begin{pmatrix}\text{Rate der } n\text{-Absorption}\\ \text{in Pu}\end{pmatrix}.$$

Der letzte Term auf der rechten Seite stellt die „Verbrennung" des Plutoniums dar. Mathematisch kann die obige Beziehung als Differentialgleichung geschrieben werden:

$$\frac{dN}{dt} = \Phi N_{238}\,\sigma_{238} - \Phi N \sigma .$$

N ist die Anzahl der Plutoniumatome pro Kubikzentimeter zum Zeitpunkt t, N_{238} die Anzahl der U^{238}-Atome pro Kubikzentimeter, und die Größen σ sind die entsprechenden Absorptionsquerschnitte; Φ ist der Mittelwert des Neutronenflusses, dem das Material ausgesetzt ist. Für kurze Exponierungszeiten können wir in guter Näherung N_{238} als konstant ansehen. Die Differentialgleichung hat dann die gleiche Form wie die, welche die Aufladung eines

Kondensators oder die Erzeugung eines radioaktiven Elementes durch Beschuß mit Kernteilchen beschreibt. Die Lösung, welche in Abschn. 1.5 angegeben ist, ergibt N als Funktion der Zeit; die zugehörige Kurve zeigt

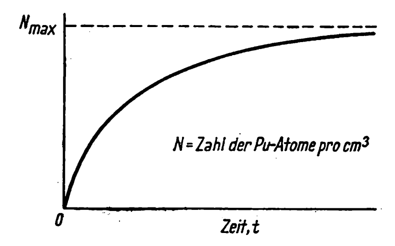


Abb. 40. Plutoniumzunahme im Reaktor als Funktion der Zeit

Abb. 40. Der „Sättigungs"- oder Maximalwert ist derjenige, bei dem die Erzeugungsrate gerade gleich der „Verbrennungs"rate wird; die maximale Anzahl der Plutoniumatome wird also durch die Ordinate der horizontalen Linie bestimmt, welche man berechnen kann, indem man in der Ausgangsgleichung $dN/dt = 0$ setzt. Man erhält

$$N_{\max} = \frac{N_{238}\,\sigma_{238}}{\sigma}.$$

Für σ_{238} wird man zunächst den Wirkungsquerschnitt für thermische Neutronen, d. h. 2,80 barn (Tab. 5), einsetzen wollen. Man muß jedoch die Resonanzabsorption bei Energien oberhalb der thermischen berücksichtigen, welche ungefähr die gleiche Größenordnung hat wie die Absorption bei niederen Energien. Zum Zweck der Abschätzung verdoppeln wir einfach den thermischen Wert von 2,80 barn, so daß sich ein Effektivwert von 5,6 barn ergibt. Der Wirkungsquerschnitt von Plutonium beträgt etwa 1000 barn, so daß man als Ergebnis den Wert $N_{\max}/N_{238} = 0{,}0056$ erhält. Es ist nicht zu empfehlen, allzu dicht an diesen Sättigungswert heranzugehen, da dabei das gewünschte Plutonium „verbrannt" würde. Nehmen wir an, daß die Slugs entfernt werden, wenn ungefähr die Hälfte dieser Plutoniummenge angereichert, d. h. wenn $N/N_{238} = 0{,}0028$, ist. Die sich für diesen Fall ergebende Häufigkeit der verschiedenen Materialien zeigt Abb. 39. Der Bruchteil 0,0028 des U^{238} ist „verbrannt", so daß eine Restkonzentration von 0,0043 übrigbleibt. Von den 0,0028 sind 84,5 %, also 0,0024, in die Form von Spaltprodukten übergegangen; der Rest, 15,5 % oder 0,0004, wurde U^{236}, der Gehalt an U^{238} hat nur gering, nämlich bis auf 0,990, abgenommen.

Die Beschickungsmethode für den Leistungsreaktor ist vermutlich die gleiche wie die beim Reaktor in Oak Ridge benutzte — ein neuer Slug wird auf einer Seite eingeführt, wodurch ein abgenutzter nach der anderen Seite des Systems herausgeschoben wird. Während die Slugs durch den Reaktor

hindurchlaufen, sind sie einem Strom variabler Intensität ausgesetzt. Die Neutronenflußdichte ist bei jedem Reaktor im Zentrum größer als an den Rändern, wie weiter unten gezeigt wird. Die Flußdichte ändert sich sinusförmig entlang der Achse. Insbesondere ist Φ in einem Punkt x auf der Zentralachse des Reaktors gegeben durch

$$\Phi = \Phi_c \sin \frac{\pi x}{L},$$

wo Φ_c das Flußmaximum im System ist und L die Länge der Reaktorwände. Man macht keinen großen Fehler, wenn man annimmt, daß die Slugs mit konstanter Geschwindigkeit hindurchgeschoben werden, so daß $x = (t/T)L$ ist, wo T die Exponierungsdauer oder, besser gesagt, die Dauer eines „Zyklus" darstellt. Wenn also der Slug sich in einem Punkt x befindet, ist er einem Neutronenstrom mit der Flußdichte $\Phi = \Phi_c \sin \pi t/T$ ausgesetzt. Die Rate der thermischen Absorption durch U^{235} beträgt in jedem Zeitpunkt

$$\frac{dN_{235}}{dt} = -\Phi N_{235}(\sigma_a)_{235} = -\Phi_c \sin \frac{\pi t}{T} N_{235}(\sigma_a)_{235}.$$

Durch Integration zwischen den Grenzen $(N_{235})_0$ für $t=0$ und $(N_{235})_T$ für $t = T$ erhält man

$$\frac{(N_{235})_T}{(N_{235})_0} = e^{-\frac{2}{\pi}\Phi_c (\sigma_a)_{235} T}.$$

Nun ist $(2/\pi)\,\Phi_c$ nichts anderes als der räumliche Mittelwert $\bar{\Phi}$ des Flusses längs des Slugkanals, wie man sofort beweisen kann, wenn man die in Abschnitt 2.5 gegebene Definition der Mittelwerte benutzt:

$$\bar{\Phi} = \frac{\int \Phi\, dx}{\int dx} = \frac{1}{L}\int_0^L \Phi_c \sin \frac{\pi x}{L}\, dx = \frac{2}{\pi}\Phi_c.$$

Die Verbrennungsrate ist also die gleiche, wie wenn sich der Slug nicht bewegen, sondern in einen konstanten Fluß der Stärke $\bar{\Phi}$ gehalten würde. Setzt man $\bar{\Phi}$ in die obige Beziehung ein und logarithmiert, so erhält man

$$T = \frac{-\ln \dfrac{(N_{235})_T}{(N_{235})_0}}{\bar{\Phi}\,(\sigma_a)_{235}}.$$

Als Beispiel bestimmen wir die Dauer eines Zyklus für die Reduktion der ursprünglichen U^{235}-Konzentration von 0,0071 auf einen willkürlichen Wert, sagen wir 0,0050. In einem mittleren Fluß von $\bar{\Phi} = 10^{13}$ erhält man mit $(\sigma_a)_{235} = 650$ barn:

$$T = \frac{-\ln \dfrac{0{,}005}{0{,}0071}}{10^{13} \cdot 650 \cdot 10^{-24}} = 5{,}4 \cdot 10^7 \text{ sec} = 620 \text{ Tage}.$$

Die Richtigkeit dieses Ergebnisses können wir leider nicht kontrollieren, da die Werte für den Neutronenfluß im Hanford-Reaktor nicht veröffentlicht sind.

5.3 *Betriebsprobleme*

Betrachtet man den Reaktor als Anlage zur Verarbeitung von Rohmaterial, so stellt er einen völlig neuen Typ dar, da die Reaktorprozesse auf Kernumwandlungen und nicht auf chemischen Reaktionen beruhen. Die Hanford-Werke unterscheiden sich von üblichen chemischen Anlagen im wesentlichen durch zwei Hauptmerkmale: Radioaktivität und Strahlung. Dabei lassen sich folgende Aspekte unterscheiden:

1. Streuneutronen und γ-Strahlen aus dem Reaktor machen es erforderlich, daß die Kontrolle, Beschickung und Beobachtung des Reaktors von Plätzen hinter dicken Abschirmwänden erfolgt.
2. Die ausgeladenen Slugs sind stark radioaktiv und geben γ-Strahlen ab, welche die Aluminiumhülsen durchdringen.
3. Jede direkte Berührung ist zu vermeiden: Das gesamte Baumaterial des Reaktors inklusive der Hilfsgeräte, wie etwa der Kühlrohre, werden radioaktiv durch Absorption von Neutronen, die aus dem Reaktor austreten.
4. Sogar die Luft in der Umgebung des Reaktors stellt eine Gefahr dar, da ihre Bestandteile und Verunreinigungen Neutronen absorbieren und dadurch radioaktiv werden.
5. Das Kühlwasser wird gleichfalls radioaktiv, so daß besonders abgeschirmte Rohre erforderlich sind.
6. Das Plutonium, das aus dem Abfall extrahiert wird, ist giftig, unabhängig von seinen Emanationen. In Verbindung mit seiner α-Radioaktivität (Halbwertzeit 24000 Jahre) wirkt Plutonium als tödliches Gift im Körper, sogar bei Mengen von nur einigen Mikrogramm.

Um den Schutz des Personals gegen *äußere* Strahlung zu gewährleisten, werden Abschirmungen, große Abstände von der Gefahrenquelle sowie zeitlich begrenztes Arbeiten in der Nähe solcher Quellen vorgeschrieben. Zum Schutz gegen Strahlungseinwirkungen von *innen* infolge von Anreicherungen radioaktiver Substanzen im Körper werden strenge Kontrollen der Luft und der in Frage kommenden Oberflächen aufrechterhalten. Um die Berührung radioaktiver Geräte zu vermeiden, hat man besondere Mechanismen entwickelt. So kann z. B. ein Roboter „tool dolly“ („Gerätepuppe“), der durch einen Operateur von einem Schaltkasten in einiger Entfernung gesteuert wird, eine Maschine bedienen, Türen öffnen und schließen, Ventile drehen, Gegenstände bewegen und sogar einen Löschschlauch bedienen. Der Roboter ist mit elektrischen „Fühlern“ ausgestattet, um feststellen zu können, ob er ein Objekt gefaßt hat.

In einigen Teilen der Anlage kann es notwendig werden, ein schweres Teilstück der Ausrüstung zur Reparatur fortzuschaffen. Ein ferngesteuerter Kran, welcher Lasten von mehr als 36 t bewältigen kann, wird mit Hilfe von Fernsehapparaten kontrolliert. Er kann dazu benutzt werden, einen bestimmten

Teil der Anlage zu demontieren, ihn fortzuschaffen und eine Schutzwand für die folgenden Arbeiten aufzurichten.

Wir wollen noch auf einige charakteristische Probleme hinweisen, wie sie beim Plutoniumprozeß auftreten.

Eigenschaften des Uranmetalls. Es ist nötig, Methoden zu finden, um die Slugs so rein wie möglich herzustellen. Ein unmittelbar dringender Grund hierfür besteht darin, daß jedes Neutron, das durch Einfang in eine Verunreinigung verlorengeht, die Anzahl der erzeugten Plutoniumatome um eins vermindert. Ferner ist noch zu wenig bekannt über die metallurgischen Eigenschaften von Uran — insbesondere über die Veränderungen unter dem Einfluß von Zug- und Druckkräften, Temperatur, Strahlung sowie der verschiedenen Kombinationen dieser Faktoren.

Trennung des Urans von den Spaltprodukten. Während des zweiten Weltkrieges wurde der Reaktorabfall in riesigen Behältern gesammelt. Dieser Abfall besteht aus Uran, das an U^{235} etwas verarmt ist, und zwar kein Plutonium mehr, wohl aber die gesamten Spaltprodukte noch enthält. Das Problem besteht darin, das noch verwendungsfähige Uran mit einem Minimum an Kosten zurückzugewinnen.

Vergiftung der Reaktoren. Infolge der hohen lokalen Temperaturen, der Erosion durch das Kühlwasser und der allgemeinen Neutronenabsorption wächst ständig die Gefahr, insbesondere bei dauernder maximaler Leistung, daß der eine oder der andere Teil der Anlage schadhaft wird und versagt.

Aufgaben

5.1 Auf welchem Leistungsniveau muß der Hanford-Reaktor betrieben werden, damit er 1 kg Pu^{239} pro Tag erzeugt? Man nehme an, daß jede Spaltung eines U^{235}-Kernes zur Erzeugung eines Plutoniumkernes führt.

5.2 Aus der Antwort auf Frage 5.1 schätze man den Wasserfluß ab, der bei 20°C Raumtemperatur erforderlich ist, um ein Sieden im Reaktor zu vermeiden.

5.3 Was kostet die anfängliche Uranladung für den Reaktor in Oak Ridge? (Man benutze die Angaben von Abschn. 4.1 über den Preis des Metalls.)

5.4 Wieviel kg Uranmetall müssen bei einem Reaktor vom Hanford-Typ zu- und abgeführt werden, wenn die Anzahl der pro verbranntes U^{235}-Atom erzeugten Plutoniumkerne 0,75 ist und pro Tag 0,5 kg erzeugt werden sollen?

5.5 Wie genau ist die Annahme von Abschn. 5.2, daß N_{238} für Exponierungszeiten von der Größenordnung eines Jahres konstant ist? *Hinweis*: Löse die exakte Differentialgleichung für die Anzahl der Plutoniumatome als Funktion der Zeit.

5.6 Zeichne die Kurve des U^{235}-Verbrauches pro Jahr als Funktion des Neutronenflusses im Bereich $\bar{\Phi} = 10^{10}$ bis $\bar{\Phi} = 10^{14}$.

Literatur

GLASSTONE, S., *Sourcebook of Atomic Energy,* New York: D. Van Nostrand Co., 1950. — Kap. XV, *The New Elements,* beschreibt die chemischen Eigenschaften des Plutoniums; Abschn. 14.68 und die folgenden besprechen die Oak-Ridge- und Hanford-Reaktoren.

How to load a Reactor, Nucleonics, Februar 1952. Besonderheiten des Oak-Ridge-Reaktors.

Control of Radiation Hazards in the Atomic Energy Program, 8. Bericht der Atomenergiekommission, Washington, D. C.: U. S. Government Printing Office, Juli 1950.

SMYTH, H. D., *Atomic Energy for Military Purposes,* Princeton: Princeton University Press, 1945, Kap. VI, VII.

KAPITEL VI

PRINZIPIEN DES REAKTORBAUS

Das vorige Kapitel gab einen allgemeinen Überblick über die Konstruktion eines speziellen Reaktortyps und brachte einige Ansätze über den Neutronenhaushalt. Damit ist jedoch lediglich ein erster Schritt zum Verständnis dieser neuen Anlagen getan. Wir müssen uns nun den Prinzipien zuwenden, die für den Bau und Betrieb von Reaktoren maßgebend sind. Wir werden dabei lernen, Mengen, Anordnungen und Eigenschaften der Materialien zu berechnen, die für einen bestimmten Reaktortyp gebraucht werden. Da die Klassifizierung nach Typen, die Funktionen der verschiedenen Reaktorteile sowie die theoretischen Grundlagen der verschiedenen Konstruktionsformeln eng miteinander verknüpft sind, ist es vom logischen Standpunkt ziemlich gleichgültig, womit man beginnt. Auf die Gefahr hin, eventuell auftauchende Fragen zunächst unbeantwortet zu lassen, wollen wir folgende Reihenfolge wählen: a) Nomenklatur der Reaktorkomponenten und -typen, erläutert durch einzelne Beispiele; b) Neutronenvervielfachung in einfacher mathematischer Behandlung; c) Methoden zur Berechnung von Neutronenfluß, Leistung, Größe und Form des Reaktors; und schließlich d) Verfahren zur Behandlung komplizierterer Probleme im Reaktorbau.

6.1 *Klassifikation der Reaktoren*

Ein bestimmter Reaktor kann natürlich nur dann vollständig beschrieben werden, wenn Anlagezeichnungen, Konstruktionspläne und Betriebsweise bekannt sind. Man kann jedoch alle Reaktoren nach gewissen Merkmalen klassifizieren. Diese Merkmale werden im folgenden definiert und zur Tabellierung einer Anzahl vorhandener Reaktoren benutzt. Zunächst ist zu bemerken, daß der Ausdruck *Reaktor* hier dem älteren Ausdruck *Pile* vorgezogen wird, obwohl beide Ausdrücke synonym sind.[1])

Energien der wirksamen Neutronen. Bezüglich der die Spaltung verursachenden Neutronen hat man drei verschiedene Reaktortypen zu unterscheiden. Ein *schneller* Reaktor ist ein solcher, welcher keinen Moderator zur Abbremsung der Spaltneutronen besitzt, so daß die Kettenreaktion auf der Spaltung

[1]) Es wird berichtet, daß man in England den Ausdruck „Pile" benutzt, um Reaktoren mit natürlichem Uran von solchen mit angereichertem zu unterscheiden. Dieser Sprachgebrauch ist in den USA nicht üblich.

durch Absorption schneller Neutronen beruht. Die Atombombe ist vermutlich von diesem Typ, da in ihr die Neutronenvermehrung und Energieerzeugung schneller erfolgen muß, als daß man den Neutronen Zeit lassen könnte, bis auf thermische Energien abgebremst zu werden. Der gesteuerte Plutoniumreaktor in Los Alamos gehört ebenfalls in diese Kategorie. Entweder Plutonium oder angereichertes Uran sind erforderlich, um ohne Moderator eine kritische Anordnung zu erreichen.

Das andere Extrem stellt der *thermische* Reaktor dar, der mit langsamen Spaltneutronen arbeitet. Die meisten der bisher gebauten Reaktoren sind thermische Reaktoren, vorwiegend wegen der größeren Betriebssicherheit dieses Typs, aber auch, weil in ihnen natürliches Uran als Spaltmaterial benutzt werden kann. Der erste experimentelle Reaktor in Chikago war von diesem Typ, ebenso die Plutoniumreaktoren in Hanford.

Intermediäre oder *epithermische* Reaktoren sind solche, welche zur Kettenreaktion Neutronen mit Energien zwischen thermischen und Spaltenergien verwenden. Dabei macht man von der Resonanzabsorption oder dem kleinen Wirkungsquerschnitt für Neutronen nichtthermischer Energie Gebrauch. Die Theorie dieses Reaktortyps ist noch nicht zur Veröffentlichung freigegeben.

Der schnelle Reaktor scheint vielversprechend für die praktische Energieerzeugung zu sein. Erstens ist er erheblich kleiner als die Reaktoren vom Typ Hanford oder Oak Ridge. Zweitens werden von den meisten Materialien schnelle Neutronen sehr viel schwächer absorbiert als thermische, so daß eine größere Auswahl an Materialien für den Reaktorbau und als Kühlmittel zur Verfügung steht.

Spaltmaterialien. Vier Substanzen können als Spaltmaterial dienen: *natürliches Uran*, wie es aus dem gereinigten Erz gewonnen wird; *angereichertes Uran*, in dem der Anteil an U^{235} durch Isotopentrennprozesse vergrößert worden ist; ferner zwei künstliche Elemente, Plutonium Pu^{239} und U^{233}; letzteres wird durch Neutronenabsorption aus Thorium gebildet. Der Vorteil in der Verwendung von natürlichem gegenüber der von angereichertem Uran liegt in den geringeren Kosten. Der Nachteil besteht darin, daß der gesamte Reaktor sehr viel größer wird. Dies beruht darauf, daß das Verhältnis von Moderatorvolumen zu Uranvolumen groß gemacht werden muß, um die Neutronen auf thermische Energien abzubremsen. Da die beiden letztgenannten künstlichen Elemente selbst Reaktorprodukte sind, werden die Kosten für das Spaltmaterial eines solchen Reaktors sehr hoch.

Anordnung von Brems- und Spaltmaterial. Der *heterogene* Reaktor ist ein solcher, bei dem das Spaltmaterial nach Art eines regelmäßigen Gitters im Moderator verteilt ist. Der in Kap. V beschriebene Oak-Ridge-Reaktor ist ein typisches Beispiel. Wenn Spalt- und Bremsmaterial innig miteinander vermischt sind, wird der Reaktor als *homogen* bezeichnet. Es kann theoretisch gezeigt werden, daß in einem homogenen Reaktor mit natürlichem Uran als Spaltmaterial keine Kettenreaktion aufrechterhalten werden kann, außer wenn als Moderator schweres Wasser benutzt wird. Der Grund hierfür liegt darin, daß der effektive Wirkungsquerschnitt für Resonanzeinfang sehr groß wird, wenn sich das Uran in unmittelbarem Kontakt mit dem Bremsmaterial

befindet. Daher ist eine heterogene Anordnung vorzuziehen, in der die beiden Stoffe getrennt sind. Andererseits hat ein homogener Flüssigkeitsreaktor, in dem als Spaltmaterial hinreichend angereichertes Uran oder eines der künstlichen Elemente benutzt wird, mehrere Vorteile. Erstens entfallen die Beschränkungen, die sonst durch den eben noch zulässigen Wärmestrom durch die Metalloberflächen gesetzt sind, zweitens wird die unproduktive Neutronenabsorption auf ein Minimum herabgesetzt (keine äußeren Mäntel oder Kanäle), und drittens wird die chemische Aufbereitung des ausgenutzten Spaltmaterials einfacher als beim heterogenen Reaktor. Der „Water-Boiler" in Los Alamos ist ein Beispiel für einen solchen homogenen Reaktor mit geringer Leistung.

Moderatoren, Reflektoren und Kühlmittel. Die wichtigsten Substanzen, die zur Bremsung von Neutronen in thermischen Reaktoren benutzt werden, sind *Graphit, leichtes* und *schweres* Wasser. *Beryllium* kann ebenfalls als Moderator oder Reflektor benutzt werden. Das Kriterium für einen guten Moderator besteht darin, daß die Neutronen einen großen Bruchteil ihrer Energie beim Stoß verlieren und daß die Absorption sehr gering ist.

Die aktive Zone des Reaktors wird gewöhnlich mit einer Schicht aus einem nichtspaltbaren, bremsenden Material, dem *Reflektor* oder *Mantel,* umgeben, um den Verlust von Neutronen möglichst zu verhindern. Ein *nackter* Reaktor besitzt keinen Reflektor, während ein *reflektierender* oder „eingedämmter" einen solchen besitzt.

Nur bei einem Reaktor, der auf einem extrem niedrigen Leistungsniveau betrieben wird, kann man ohne besondere Kühlmittel auskommen und sich auf die gewöhnliche Wärmeleitung und -konvektion beschränken. Als Kühlflüssigkeit benutzt man *Wasser* oder *schweres* Wasser, wenn es nichts ausmacht, daß dann die Temperatur der austretenden Kühlflüssigkeit unter dem Siedepunkt des Wassers liegt. Bei genügend hohen Dichten könnte vermutlich Dampf verwendet werden. *Luftkühlung* wird in den Reaktoren von Brookhaven, Long Island und in England benutzt. Die Eigenschaften *flüssiger Metalle* wie Natrium, Kalium und Mischungen von beiden sowie von Blei und Wismut sind im Hinblick auf ihre eventuelle Verwendung als Kühlmittel untersucht worden. Quecksilber kann ebenfalls als Kühlmittel verwendet werden, wenn die Anreicherung an U^{235} genügend groß ist, um die starke Neutronenabsorption im Quecksilber zu kompensieren.

Verwendungszwecke von Reaktoren. Der in Kap. V beschriebene Hanford-Reaktor ist vom *regenerativen* Typ, auch *Brutreaktor* genannt, dazu bestimmt, neues spaltbares Material aus trägen Elementen durch „Verbrennung" eines anderen spaltbaren Elements zu produzieren. Außer dem in Abschn. 3.4 beschriebenen U^{235}-, U^{238}-, Pu^{239}-Zyklus kann eine solche Umwandlung auch erreicht werden durch Absorption von Neutronen in Thorium gemäß folgenden Kernreaktionen:

$$ {}_{90}\mathrm{Th}^{232} + {}_{0}n^{1} \rightarrow {}_{90}\mathrm{Th}^{233}, $$

$$ {}_{90}\mathrm{Th}^{233} \underset{23{,}5\,\mathrm{min}}{\rightarrow} {}_{91}\mathrm{Pa}^{233} \underset{27{,}4\,\mathrm{Tage}}{\rightarrow} {}_{92}\mathrm{U}^{233}, \quad t_H = 1{,}62 \cdot 10^5\,\mathrm{Jahre}. $$

Tabelle 7b

Andere Reaktoren (weitere Daten sind noch geheim):

HRE (Homogeneous Reactor Experiment) Oak Ridge National Laboratory; Oak Ridge, Tennessee	Thermisch, homogen, angereichertes Uran, flüssiger Moderator. Untersuchungen von Leistungsmöglichkeiten mit Flüssigkeitsreaktoren. Brennstoff zirkuliert. Leistung = 1000 kW
MTR (Materials Testing Reactor) Reactor Testing Station; Arco, Idaho	Thermisch, heterogen, angereichertes Uran. Großer Fluß zur Untersuchung der Einflüsse von Neutronen auf Reaktormaterialien. (Ähnlich dem Swimmingpool-Typ).
STR (Submarine Thermal Reactor) Reactor Testing Station, Arco, Idaho	Thermische Energie, Wasserkühlung, für die Flotte entwickelt durch die Westinghouse Corp., Argonne National-Laboratorium.
SIR (Submarine Intermediate Reactor) Knolls Atomic Power Laboratory; Schenectady, New York	Intermediäre Neutronenenergie, flüssiges Natrium als Kühlmittel. Antriebszwecke. Entworfen von der General Electric Co.
ANP (Aircraft Nuclear Propulsion)	Entwurf: Maschine, General Electric., Lockland, Ohio; Flugzeug, Consolidated Kultee Aircraft Corp., Forth Worth, Texas; Maschine, Pratt & Whitney Division of United Aircraft Corp., E. Hartford, Conn.; Flugzeug Boeing Aircraft Corp., Seattle, Wash.
Savannah River Project; Aiken, S. Carolina	duPont Corp., Schwerwasserreaktoren, Produktion spaltbaren Materials
LITR (Low Intensity Test Reactor) Oak Ridge National Laboratory; Oak Ridge, Tennessee	Thermisch, heterogen, angereichertes Uran, leichtes Wasser als Moderator (ähnlich dem MTR).

Das neue spaltbare Element U^{233} hat Eigenschaften, die denen des U^{235} sehr ähnlich sind. Man kann leicht eine Tabelle aller bekannten Kombinationen von spaltbarem Ausgangsmaterial, Brutmaterial und spaltbaren Produkten aufstellen:

Spaltmaterial	U^{235}	U^{235}	Pu^{239}	Pu^{239}	U^{233}	U^{233}
Brutmaterial	U^{238}	Th^{232}	U^{238}	Th^{232}	U^{238}	Th^{232}
Spaltbares Endprodukt	Pu^{239}	U^{233}	Pu^{239}	U^{233}	Pu^{239}	U^{233}

Die Zweckmäßigkeit einer bestimmten derartigen Kombination hängt von der jeweiligen Brutrate sowie anderen wirtschaftlichen und physikalischen

Faktoren ab. Ein unmittelbar verständliches Auswahlprinzip besteht darin, daß die gewählte Kombination gegenüber anderen Vorteile haben muß. Als Vorteile kommen in Frage: größere Nutzleistung, Einsparen bzw. Gewinn an Material oder die Umwandlung eines zwar spaltbaren, aber unverwertbaren Materials in verwertbare Form (wie im Fall des verarmten Urans).

Ein weiterer Zweck, wenn nicht der Hauptzweck eines Reaktors ist die *Energieerzeugung*. Die Wärmeentwicklung der Spaltprodukte kann durch ein geeignetes Kühlmittel abgeführt werden. Damit oder durch ein zwischengeschaltetes Medium kann ein elektrischer Generator oder ein Antriebsmotor betrieben werden. Der Reaktor eignet sich insbesondere als Energiequelle für Gebiete ohne Wasserkraft und Kohle. Da er eine neue natürliche Energiereserve nutzt, kann seine Leistung dazu dienen, die Verbrauchsrate von Öl und Kohle herabzusetzen. Der Antrieb von Transportmitteln durch Kernenergie zielt zunächst vermutlich auf große militärischen Zwecken dienende Flugzeuge und Schiffe ab. Dagegen besteht nur eine sehr geringe Wahrscheinlichkeit, daß in Kürze durch Kernenergie betriebene Fahrzeuge von der Größe eines Autos konstruiert werden können, da hier eine besonders starke Abschirmung gegen die Reaktorstrahlung erforderlich ist. *Forschungsreaktoren* werden für folgende Zwecke gebaut: a) Verwendung des Neutronenflusses zur Erforschung physikalischer und chemischer Prozesse; b) Messung der Neutronenabschirmungsfähigkeit verschiedener Materialien, die in Anlagen großen Stils verwendet werden sollen, und c) Erzeugung radioaktiver Isotope. Abgesehen von den Kosten für das Spaltmaterial, kann ein Forschungsreaktor geringer Leistung für weniger als $ 100000 gebaut werden, was beträchtlich niedriger ist als der Preis für manche Beschleunigungsanlagen.

Leistungsniveau und Neutronenfluß. Unabhängig davon, ob ein Reaktor zur praktischen Energieerzeugung bestimmt ist oder nicht, drückt man seine Leistung in Kilowatt- oder Megawatteinheiten aus. Es besteht eine enge Beziehung zwischen Gesamtleistung und mittlerem Neutronenfluß, und zwar vermittels der Größe des Reaktorvolumens, wie in Abschn. 6.4 gezeigt werden wird. Zur genaueren Charakterisierung sollte jedoch stets sowohl die Leistung als auch der Neutronenfluß angegeben werden.

Tab. 7 führt eine Reihe von Reaktoren mit ihren charakteristischen Merkmalen an. Die Liste ist nicht vollständig, sie soll nur die Art der Klassifizierung illustrieren.[1])

6.2 *Der „unendliche" Multiplikationsfaktor*

Wir werden nun die Art und Weise untersuchen, in der Neutronenbewegung, Kernspaltung und Neutronenerzeugung in einem Kernreaktor zusammenwirken. Die fundamentale Bedingung für die Aufrechterhaltung einer Kettenreaktion ist die, daß im Mittel für jedes freie Neutron, das durch Absorption im Moderator oder Brennstoff oder durch Austritt aus dem System verschwindet, ein anderes Neutron freigesetzt oder erzeugt werden muß.

---

[1]) Wir verweisen auf die vollständigere Liste von Isbin in Nucleonics, März 1952 und Juni 1953.

Der Einfachheit halber betrachten wir zunächst einen Reaktor, der so groß ist, daß relativ wenig Neutronen das System verlassen. Wir stellen dann folgende Frage: Wie viele Neutronen werden im Mittel für jedes Neutron erzeugt, das zu Beginn die zur Spaltung erforderliche Energie besaß und schließlich durch Absorption verschwindet? Diese wichtige Zahl, *Multiplikations-* oder *Vermehrungsfaktor* genannt, hängt natürlich von der benutzten Mischung und Anordnung ab. Sie wird allgemein mit k bezeichnet. Da wir voraussetzen wollen, daß der Reaktor praktisch unendlich ausgedehnt ist, bezeichne genauer k_∞ den „unendlichen" Vermehrungsfaktor. Würde der Reaktor aus reinem U^{235} bestehen, so wäre k_∞ gleich 2,1. [Die übrigen Spaltneutronen — (2,5 — 2,1) = 0,4 pro Spaltung — führen zur Bildung von U^{236}.] Das entgegengesetzte Extrem wäre ein großer Graphitblock mit nur wenigen Gramm Uran, bei dem die Anzahl der erzeugten Neutronen fast null sein würde. Der Wertebereich für k_∞ erstreckt sich also von 0 bis 2,1. Der erforderliche Wert von k_∞ ist natürlich 1, da für ihn die Kettenreaktion sich gerade selbst aufrechterhält und die Anordnung *kritisch* ist. Berücksichtigt man, daß in Wirklichkeit der Reaktor nicht groß genug ist, um den Neutronenaustritt ganz vernachlässigen zu können, so muß k_∞ etwas größer als 1 gemacht werden.

Die ersten Reaktorkonstrukteure zerlegten bereits den Multiplikationsfaktor in vier Faktoren, welche jeweils getrennte Prozesse beschreiben:

$$\boxed{k_\infty = \varepsilon p f \eta .}$$

Der *schnelle Spaltungsfaktor* ε gibt die Neutronenvermehrung als Folge der Spaltung von U^{238} durch schnelle Neutronen an. ε ist ungefähr 1,03 für einen Reaktor mit natürlichem Uran und fast genau 1 für einen angereicherten homogenen Reaktor. Man kann leicht einsehen, daß ε in der Nähe von 1 liegen muß, d. h., daß der „schnelle Effekt" klein ist. Der physikalische Grund liegt darin, daß die Spaltneutronen rasch ihre ursprüngliche Energie (2 MeV) durch Bremsung verlieren. Eine Neutronenenergie unterhalb von 1 MeV reicht jedoch nicht mehr aus, um U^{238} zu spalten, wie in Abschn. 3.2 gezeigt wurde. Für eine grobe Abschätzung kann daher dieser Effekt ganz vernachlässigt werden; ε ist dann gleich 1,0. Dieser Wert gilt sogar exakt für den homogenen Reaktor.

Die zweite Größe, p, ist die sogenannte *Resonanzentweichwahrscheinlichkeit.* Sie läßt sich in einfacher Weise definieren als derjenige Bruchteil der schnellen Neutronen, der während des Bremsprozesses nicht im U^{238} eingefangen wird. Da nämlich die Resonanzmaxima in der Kurve für den Absorptionsquerschnitt von U^{238} recht scharf sind, also eine starke Absorption nur in einem schmalen Energiebereich stattfindet, wird es relativ selten vorkommen, daß ein Neutron bei einem Stoß mit einem Moderatorkern gerade eine Resonanzstelle erreicht. Der Wert von p hängt noch von den Anordnungen des Spalt- und des Bremsmaterials ab: Die heterogene Anordnung ergibt einen größeren Wert als die homogene Verteilung. Die Berechnung der Resonanzentweichwahrscheinlichkeit wollen wir auf Abschn. 6.5 verschieben. Als guter Wert von p für einen heterogenen Reaktor mit natürlichem Uran gilt ein Wert zwischen 0,85 und 0,95. Wenn der Reaktor kein U^{238} enthält, ist natürlich p exakt gleich 1.

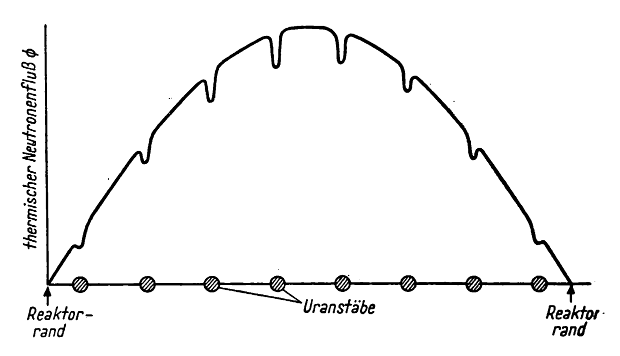


Abb. 41. Neutronenverteilung in einem heterogenen Reaktor

Der *thermische Ausnutzungsfaktor* f stellt den Bruchteil der thermisch gewordenen Neutronen dar, die im Spaltmaterial absorbiert werden, verglichen mit der Gesamtabsorption. Diese Größe kann für den Fall eines homogenen Reaktors aus der Beziehung

$$f = \frac{\Sigma_U}{\Sigma_U + \Sigma_B} \quad \text{(homogener Reaktor)}$$

berechnet werden, wo sich der Index B auf das Bremsmaterial bezieht. Wenn dagegen die Materialien heterogen verteilt sind, muß jedes von ihnen mit einem besonderen *Gewicht* versehen werden. Letzteres besteht aus zwei Faktoren. Der erste ist, wie zu erwarten, das Volumen des betreffenden Materials, der zweite der jeweilige mittlere Neutronenfluß $\overline{\Phi} = nv$. Wenn das eine Material im Vergleich zum anderen ein starker Absorber für thermische Neutronen ist, wie im Fall von Uran und Graphit, wird der Neutronenfluß im Medium mit starker Absorption gering sein. Die stationäre Neutronenverteilung sieht in einem solchen Fall etwa wie in Abb. 41 aus. In grober Näherung können wir sagen, daß in einem Gebiet mit großem Absorptionsquerschnitt nur wenige Neutronen zur Absorption übrigbleiben. Der thermische Ausnutzungsfaktor hat dann die Form

$$f = \frac{V_U \Sigma_U \overline{\Phi}_U}{V_U \Sigma_U \overline{\Phi}_U + V_B \Sigma_B \overline{\Phi}_B} \quad \text{(heterogener Reaktor)}.$$

Als Beispiel wollen wir den thermischen Ausnutzungsfaktor in einem heterogenen Reaktor mit natürlichem Uran und Graphit berechnen für den Fall, daß der mittlere Neutronenfluß im Moderator doppelt so groß ist wie der im Uran. Ferner nehmen wir an, das Uranvolumen sei ein Fünfzigstel des

Graphitvolumens. Unter Verwendung der makroskopischen Absorptionsquerschnitte $\Sigma_C = 3{,}72 \cdot 10^{-4}$ und $\Sigma_U = 0{,}351$ erhalten wir

$$f = \frac{1}{1 + \dfrac{V_C \Sigma_C \overline{\Phi}_C}{V_U \Sigma_U \overline{\Phi}_U}} = \frac{1}{1 + 50 \cdot (1{,}06 \cdot 10^{-3}) \cdot 2} = 0{,}904 .$$

Man muß jedoch darauf hinweisen, daß die Berechnung der Flußwerte in den beiden Medien sehr viel schwieriger ist, als der Leser vielleicht annimmt. In Abschn. 6.6 werden wir dieses Problem untersuchen.

Der letzte Faktor, η, gibt die Anzahl der Neutronen an, die im Mittel für jedes im Spaltmaterial absorbierte Neutron freigesetzt werden. Für reines U^{235} würde η den schon bekannten Wert 2,1 annehmen. Wenn es sich jedoch um natürliches oder angereichertes Uran handelt, so verringern die Absorptionen in U^{238}, welche keine Spaltungen hervorrufen, den Wert von η. Um dies verständlich zu machen, betrachten wir das Schicksal eines thermischen Neutrons. Die Wahrscheinlichkeit, daß es im Uran absorbiert wird, ist gegeben durch $(\Sigma_a)_U = (\Sigma_a)_{235} + (\Sigma_a)_{238}$ oder, ausgedrückt durch die Anzahl der Atome pro Einheitsvolumen und die mikroskopischen Wirkungsquerschnitte:

$$(\Sigma_a)_U = N_{235} (\sigma_a)_{235} + N_{238} (\sigma_a)_{238} ,$$

wo N_{235} und N_{238} im allgemeinen von der Isotopenkonzentration abhängen. Die Wahrscheinlichkeit, eine Spaltung durch langsame Neutronen hervorzurufen, ist jedoch nur $(\Sigma_f)_U = N_{235}(\sigma_f)_{235}$. Jede derartige Spaltung ergibt $\nu = 2{,}5$ Neutronen. Daher wird die Anzahl der Neutronen *pro Absorption* im Uran

$$\boxed{\eta = \frac{(\Sigma_f)_U \nu}{(\Sigma_a)_U} = \frac{N_{235} (\sigma_f)_{235} \nu}{N_{235} (\sigma_a)_{235} + N_{238} (\sigma_a)_{238}} .}$$

Der Wert von η in natürlichem Uran ist gleich 1,32, wie man durch Einsetzen der bekannten Wirkungsquerschnitte nachprüft: $(\sigma_a)_{235} = 650$ barn, $(\sigma_f)_{235} = 549$ barn, $(\sigma_a)_{238} = 2{,}8$ barn. Da für natürliches Uran das Verhältnis N_{238}/N_{235} ungefähr gleich 139 ist, wird

$$\eta = \frac{549 \cdot 2{,}5}{650 + (139 \cdot 2{,}80)} = 1{,}32 .$$

Zusammengefaßt ergibt sich folgende Kette von Ereignissen: 0. Ein schnelles Neutron wird freigesetzt. 1. Nach der Spaltung durch das schnelle Neutron existieren $\varepsilon \cdot 1$ Neutronen. 2. Der Bruchteil p gelangt durch das Gebiet der Resonanzabsorption hindurch, was $p \cdot \varepsilon \cdot 1$ thermische Neutronen ergibt. 3. Der Anteil f von ihnen wird im Uran absorbiert, insgesamt also $f \cdot p \cdot \varepsilon \cdot 1$ Neutronen. 4. Jedes von ihnen erzeugt η schnelle Neutronen, so daß die Endzahl nach einem Zyklus $\eta \cdot f \cdot p \cdot \varepsilon \cdot 1$ wird. Dieses Produkt ist also gleich

k_∞, der Anzahl der schnellen Neutronen pro Zyklus. Als Zahlenbeispiel wählen wir die folgenden typischen Werte: $\varepsilon = 1{,}03$, $p = 0{,}9$, $f = 0{,}9$ und $\eta = 1{,}32$. Damit wird

$$k_\infty = \varepsilon p f \eta = 1{,}03 \cdot 0{,}9 \cdot 0{,}9 \cdot 1{,}32 = 1{,}10\,.$$

Da dieser Wert etwas über 1 liegt, kann mit den genannten Größen eine Kettenreaktion in einem endlichen Volumen aufrechterhalten werden.

Der unendliche Vermehrungsfaktor hängt nur von den Substanzen ab, aus denen der Reaktor besteht; er berücksichtigt jedoch nicht die Austrittsverluste, die in einem wirklichen Reaktor auftreten. Um herauszufinden, ob ein Reaktor von endlichen Abmessungen kritisch werden kann oder nicht, muß also noch der Effekt des Neutronenaustritts durch die Oberfläche bestimmt und k_∞ entsprechend korrigiert werden.

6.3 *Austreten schneller und thermischer Neutronen aus dem Reaktor; das kritische Volumen*

Die Neutronen im Innern des Reaktors sind in ständiger Bewegung, wobei die Bewegungsrichtung ständig durch Stöße geändert wird. Wegen der Kleinheit der freien Weglänge bei diesen streuenden Stößen — in Graphit z. B. ist λ_s ungefähr 2,5 cm — und der hohen Geschwindigkeit — $2{,}2 \cdot 10^5$ cm/sec noch bei thermischen Energien — kann ein Neutron einen gegebenen Querschnitt von 1 cm² etwa 100000mal pro sec durchqueren. An den Rändern der aktiven Zone ist die Situation jedoch etwas anders. Ein Neutron, das seinen letzten Stoß im Innern der aktiven Zone etwa im Abstand von 2—3 cm von deren Oberfläche erlitten hat, besitzt eine gewisse Wahrscheinlichkeit, die aktive Zone zu verlassen, wenn seine Bewegungsrichtung nach außen gerichtet ist. Es entweicht dann aus der aktiven Zone, weil der umgebende Raum aus einem guten Absorber bzw. Luft besteht. Ein Reflektor hilft, diesen Neutronenverlust zu verringern; aber schließlich trifft das Neutron doch auf eine Oberfläche auf, an der Austrittsverluste unvermeidlich sind. Es ist üblich, für den Verlust schneller Neutronen während des Bremsprozesses und den thermischer Neutronen getrennte Korrekturfaktoren einzuführen. Der *effektive* Vermehrungsfaktor kann dann in der Form

$$k_{\text{eff}} = k_\infty \mathfrak{L}_s \mathfrak{L}_t$$

geschrieben werden. $\mathfrak{L}_s$ bezeichnet den Bruchteil der schnellen Neutronen, die nicht entweichen, bevor sie thermisch geworden sind, $\mathfrak{L}_t$ den nicht entweichenden Bruchteil der thermisch gewordenen Neutronen. Die Reaktortheorie zeigt, wie $\mathfrak{L}_s$ und $\mathfrak{L}_t$ aus Form, Größe und Eigenschaften des Systems hinsichtlich der Neutronenbewegung berechnet werden können. Wir geben die Resultate hier ohne Beweis an; ihre Ableitung findet der Leser im Anhang.

$$\mathfrak{L}_s = e^{-K^2\tau} \quad \text{(schnelle Neutronen)}\,.$$

$$\mathfrak{L}_t = \frac{1}{1 + K^2 L^2} \quad \text{(thermische Neutronen)}\,.$$

Die neuen Symbole haben folgende Bedeutung: K^2 ist der Volumenformfaktor. Für einen kugelförmigen Reaktor vom Radius R hat K^2 den Wert $(\pi/R)^2$; für einen Würfel der Kantenlänge S ist K^2 gleich $3(\pi/S)^2$ und für einen Kreiszylinder mit dem Radius R und der Höhe H gleich $(2{,}405/R)^2 + (\pi/H)^2$. τ ist das Quadrat der in Abschn. 2.7 definierten „schnellen Diffusionslänge" und L die „thermische Diffusionslänge". τ ist ein Sechstel des mittleren Quadrats aller jener Abstände vom Entstehungsort, in denen ein schnelles Neutron thermisch geworden ist; entsprechend ist L^2 ein Sechstel des mittleren Quadrats der räumlichen Abstände zwischen dem Ort des Thermischwerdens und dem der Absorption. Typische experimentelle Werte sind in Tab. 8 zusammengestellt. Je größer die Reaktordimensionen werden, desto kleiner wird der Volumenformfaktor K^2, und desto mehr nähern sich $\mathfrak{L}_s$ und $\mathfrak{L}_t$ dem Wert 1, wie man unmittelbar an den Formeln erkennt. Im Grenzfall wird also k_{eff} gleich k_∞, wie es sein muß. Je größer andererseits τ oder L^2 ist, d. h. je größer die Strecke, die die Neutronen bei ihrer Abbremsung auf thermische Energien bzw. bis zur nachfolgenden Absorption zurücklegen, desto mehr nähern sich die $\mathfrak{L}$-Werte und damit auch die Neutronenmultiplikation dem Wert null. Je größer also die beiden Diffusionslängen sind, um so größer muß auch der Reaktor sein, um unter sonst gleichen Bedingungen kritisch werden zu können. So kann z. B. ein Leichtwasserreaktor sehr viel kleiner gehalten werden als ein Reaktor mit schwerem Wasser als Moderator.

Tabelle 8

Thermische Diffusionslängen und Alter verschiedener Reaktormoderatoren

Substanz	H_2O	D_2O	C	Be
L (cm)	2,88	171 (rein) 100 (0,23 % H_2O)	50	24
τ (cm²)	33	120	300	98

Die Anwesenheit von absorbierendem Uran hat, wie zu erwarten, einen großen Einfluß auf die thermische Diffusionslänge. Die Neutronen können dann bis zu ihrer Absorption nicht so weite Strecken zurücklegen wie im reinen Moderator. In recht guter Näherung kann man schreiben

$$L^2 = L_0^2(1 - f),$$

wo L_0^2 sich auf das reine Bremsmaterial bezieht und f der thermische Ausnutzungsfaktor ist, wie er weiter oben definiert wurde. In einem Graphitreaktor ist z. B. f gleich 0,9 und L^2 gleich $2500 \cdot (1 - 0{,}9) = 250\ \mathrm{cm}^2$, so daß L von 50 auf 15,8 cm reduziert wird.

Die Abschätzung des effektiven Multiplikationsfaktors für einen Reaktor. Alle oben besprochenen Faktoren müssen berücksichtigt werden, um zu sehen, ob ein vorgegebener Reaktor kritisch werden, d. h. ob k_{eff} gleich 1 werden kann. Zur Veranschaulichung wollen wir einen Uranreaktor betrachten, für den k_∞

zu 1,10 und f zu 0,9 berechnet wurden. Versuchsweise nehmen wir an, das System sei ein Würfel aus Graphit mit einer Kantenlänge von $S = 457$ cm. Dann wird K^2 gleich $3(\pi/457)^2 = 1{,}42 \cdot 10^{-4}$. Im vorhergehenden Paragraphen fanden wir, daß L^2 gleich 250 cm² ist. Nehmen wir an, das Uran habe wenig Einfluß auf die Größe τ, so finden wir

$$\mathfrak{L}_s = e^{-(1{,}42\cdot 10^{-4})(300)} = e^{-0{,}0426} = 0{,}958,$$

$$\mathfrak{L}_t = \frac{1}{1 + (1{,}42 \cdot 10^{-4} \cdot 250)} = 0{,}966.$$

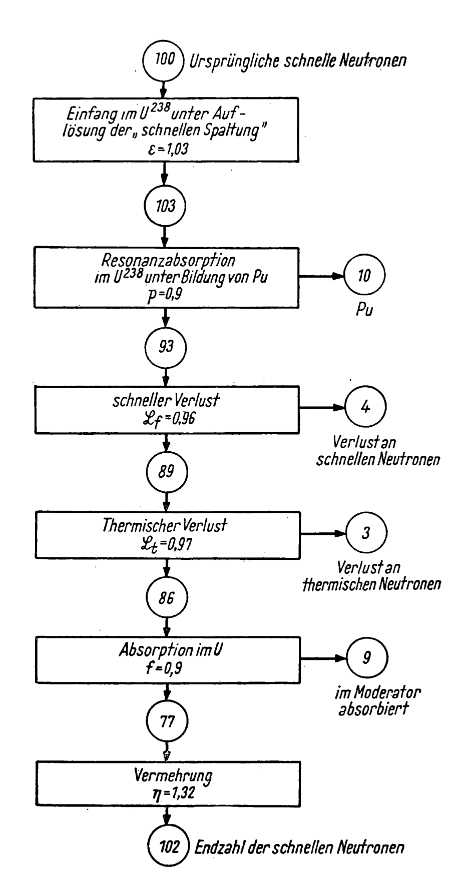


Abb. 42. Beispiel für die Lebensgeschichte von 100 schnellen Neutronen

Das Produkt der beiden Verlustfaktoren ist mithin 0,925. Mit $k = 1{,}10$ wird k_{eff} gleich 1,02, was etwas über dem kritischen Wert liegt. Man muß also das Reaktorvolumen etwas verringern, um $k_{\text{eff}} = 1$ zu erreichen. Mit einem geeigneten Approximationsverfahren wird man schnell das richtige Volumen finden.

Die Prozesse, die bei der Berechnung von k_{eff} eine Rolle spielen, sind in ihrer natürlichen Reihenfolge in Abb. 42 dargestellt. Als Anfangszahl sind hundert Neutronen gewählt, damit für die folgenden Neutronenzahlen ganze Zahlen herauskommen und keine Brüche. Die Zahlwerte beziehen sich auf einen heterogenen Reaktor mit natürlichem Uran, dessen wesentliche Züge als typisch für einen thermischen Reaktor gelten können. Die angegebenen Formeln sind natürlich auch auf andere Reaktortypen anwendbar. Für den homogenen Typ mit reinem U^{235} vereinfachen sich die Formeln, da in diesem Fall $\varepsilon = 1$, $p = 1$, $\eta = 2{,}1$ und $f = \Sigma_U/(\Sigma_U + \Sigma_B)$ wird.

6.4 *Neutronenfluß und Leistung*

Neutronendichte $n(\text{cm}^{-3})$ und Flußdichte $\Phi = nv$ $(\text{cm}^{-2}\,\text{sec}^{-1})$ nehmen im Reaktor nach außen hin ab infolge der Neutronenverluste durch die äußeren Oberflächen. Im Innern der aktiven Zone, wo die Neutronen die meisten Stöße erleiden, ist die Dichte groß mit einem Maximum im Mittelpunkt. Sobald die Neutronen die aktive Zone verlassen haben, bewegen sie sich mit großer Geschwindigkeit fort und leisten nur einen geringen Beitrag zur Dichte. Außerhalb der aktiven Zone ist der Fluß praktisch gleich null. Der Verlauf der Flußdichte der thermischen Neutronen quer durch einen flachen „Schicht"-Reaktor

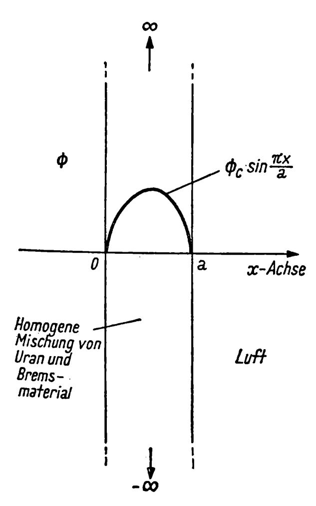


Abb. 43. Neutronenfluß in einem stabförmigen Reaktor

ist in Abb. 43 gezeigt. Die Art der Flußdichteverteilung innerhalb des Reaktors ist von großer Bedeutung sowohl für die Wärmeerzeugung als auch für die Bestrahlung von Proben. Die Reaktortheorie gibt mathematische Ausdrücke für Flußdichteverteilungen bei verschiedenen Anordnungen und Volumina.

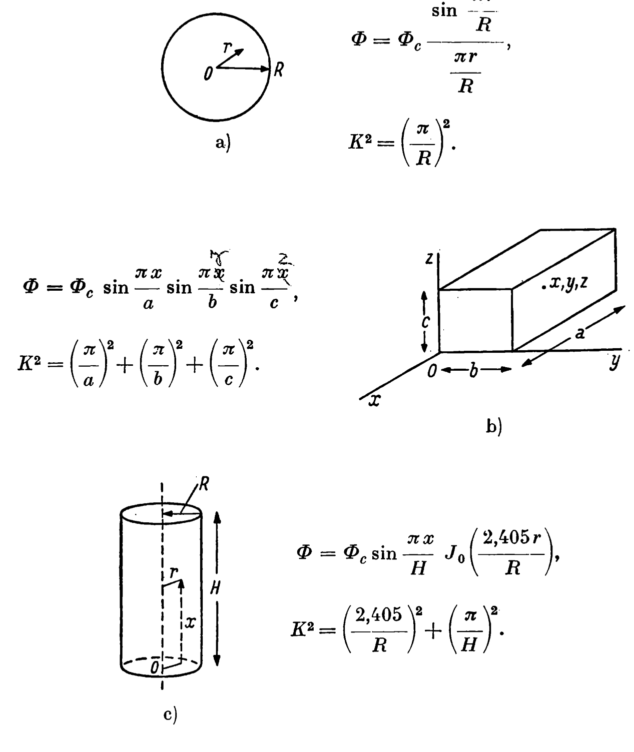


Abb. 44. Neutronenflußverteilungen in Reaktoren verschiedener Form. J_0 ist die BESSEL-Funktion nullter Ordnung, tabuliert von JAHNKE und EMDE, Funktionentafeln

a) Kugel vom Radius R

b) Rechtwinkliger Quader mit den Kanten a, b, c

c) Kreiszylinder vom Radius R und der Höhe H

Einige Ergebnisse einschließlich der entsprechenden Ausdrücke für K^2 sind in Abb. 44 angeführt. Φ_c bedeutet den Maximalwert der Flußdichte, der jeweils im geometrischen Zentrum der aktiven Zone angenommen wird. Die meisten anderen Konfigurationen von praktischem Interesse sind Spezialfälle

der angeführten Konfigurationen. Die allgemeinen Formeln reduzieren sich dann auf einfachere. So wird z. B. im Fall eines Würfels

$$\Phi = \Phi_c \sin\frac{\pi x}{s} \sin\frac{\pi y}{s} \sin\frac{\pi x}{s}.$$

Entlang einer Geraden in der x-Richtung (y und z const) reduziert sich dies auf eine einfache Sinusform. Für einen sehr langen Zylinder, bei dem die Endeffekte vernachlässigt werden können, wird

$$\Phi = \Phi_c J_0\left(\frac{2{,}405\, r}{R}\right).$$

Im entgegengesetzten Grenzfall einer großen flachen Scheibe wird

$$\Phi = \Phi_c \cdot \sin\frac{\pi x}{a}.$$

Zwischen Wärmeerzeugung und Flußdichte besteht, wie bereits erwähnt, eine enge Beziehung. Die Anzahl der Spaltungen, die pro sec in 1 cm³ an einer bestimmten Stelle des Reaktors eintreten, ist gegeben durch

$$F = \Phi \Sigma_f,$$

wo Σ_f wieder das Produkt aus der Anzahl N der spaltbaren Kerne in der Volumeneinheit und dem Spaltquerschnitt σ_f ist. Die resultierende Leistung kann dann aus der bereits erwähnten Äquivalenz von 1 Watt $= c$ ($\simeq 3 \cdot 10^{10}$) (Anzahl der Spaltungen/sec) gefunden werden, also

$$P\left(\frac{\text{Watt}}{\text{cm}^3}\right) = \frac{F}{c}\left(\frac{\text{Spaltungen/sec cm}^3}{\text{Spaltungen/Watt sec}}\right) = \frac{\Phi \Sigma_f}{c}.$$

Entsprechend gilt für die integrale Leistung des ganzen Reaktors

$$P_{\text{total}} = \frac{\bar{\Phi} \Sigma_f V_f}{c}.$$

Dabei ist $\bar{\Phi}$ die über die ganze aktive Zone gemittelte Flußdichte und V_f das Volumen der aktiven Zone. Betrachten wir z. B. einen homogenen Reaktor aus Graphit und reinem U^{235} mit $N_C/N_{U^{235}} = 5000$, einem Volumen von $8\ \text{m}^3 = 8 \cdot 10^6\ \text{cm}^3$, in dem $\bar{\Phi}$ gleich $10^{12}\ \text{cm}^{-2}\ \text{sec}^{-1}$ ist. Wie schon weiter oben berechnet, ist $N_C = 0{,}0827 \cdot 10^{24}$, so daß

$$N_{U^{235}} = \frac{0{,}0827 \cdot 10^{24}}{5000} = 1{,}65 \cdot 10^{-5} \cdot 10^{24},$$

$$\sigma_f = 549 \cdot 10^{-24} \quad \text{und} \quad \Sigma_f = 9{,}06 \cdot 10^{-3}.$$

Daraus ergibt sich

$$P_{\text{total}} = \frac{10^{12} \cdot 9{,}06 \cdot 10^{-3} \cdot 8 \cdot 10^6}{3 \cdot 10^{10}} = 2{,}4 \cdot 10^6\ \text{Watt} = 2{,}4\ \text{MW}.$$

Als etwas komplizierteren Fall betrachten wir einen heterogenen Reaktor mit auf 5 % angereichertem Uran von 100 kg Gesamtgewicht und mit einer Flußdichte von 10^{13} cm^{-2} sec^{-1}, so daß

$$\Sigma_f = N_{U^{235}} (\sigma_f)_{U^{235}}.$$

Hier ist berücksichtigt, daß U^{238} durch thermische Neutronen nicht spaltbar ist. Ferner ist

$$N_{U^{235}} = 0{,}05 N_U = 0{,}05 \cdot 0{,}0473 \cdot 10^{24} = 0{,}00237 \cdot 10^{24}$$

und damit

$$\Sigma_f = 0{,}00237 \cdot 549 = 1{,}30.$$

Das gesamte Uranvolumen beträgt

$$\frac{10^5\,(\mathrm{g})}{18{,}7\,(\mathrm{g/cm^{-3}})} = 5350\ \mathrm{cm}^3.$$

Die gesamte Leistung beträgt somit

$$P_{\mathrm{total}} = \frac{10^{13} \cdot 1{,}30 \cdot 5350}{3 \cdot 10^{10}} = 2{,}3 \cdot 10^6\ \mathrm{Watt} = 2{,}3\ \mathrm{MW}.$$

Es ist bemerkenswert, daß das Reaktorvolumen als solches nicht auftritt, da das Uran das einzige Medium ist, in dem Wärme erzeugt wird. Natürlich kann man auch umgekehrt angeben, wie groß die mittlere Flußdichte sein muß, damit ein bestimmtes Leistungsniveau in einem Reaktor bekannter Größe erreicht wird. Man behandelt einfach das Problem in umgekehrter Reihenfolge.

6.5 *Resonanzentweichwahrscheinlichkeit*

Die Berechnungen des kritischen Volumens in diesem Kapitel wurden sehr erleichtert durch die Annahme eines bestimmten Wertes für die Resonanzentweichwahrscheinlichkeit p. Wir beschreiben nun etwas genauer die Methoden zur Abschätzung von p und zeigen die Abhängigkeit der Resonanzentweichwahrscheinlichkeit vom Uran-Moderator-Verhältnis sowie vom Anreicherungsgrad. Wir benutzen den theoretischen Ausdruck, wie er im Anhang für eine *homogene* Mischung abgeleitet wird:

$$p = e^{-\frac{\text{„}\Sigma_U\text{“}}{\text{„}\Sigma_B\text{“}}}.$$

„Σ_U“ und „Σ_B“ sind die *effektiven* Wirkungsquerschnitte des Urans und des Bremsmaterials für Neutronen mit Energien im Resonanzgebiet. Der erste von ihnen, „Σ_U“, kann wie folgt geschrieben werden:

$$\text{„}\Sigma_U\text{“} = N_U \text{„}\sigma_U\text{“} = N_U \int \sigma_r \frac{\frac{dE}{E}}{5{,}6}.$$

Das hier auftretende Integral über σ_r, den Wirkungsquerschnitt für Resonanzabsorption, wird empirisch bestimmt; der Faktor 5,6 stellt die Differenz der natürlichen Logarithmen der beiden Energien dar, die das Resonanzgebiet begrenzen.

Der Ausdruck „Σ_B" ist definiert durch

$$„\Sigma_B\text{"} = \frac{\xi\,(\Sigma_s)_B}{5{,}6},$$

wo $(\Sigma_s)_B$ der mittlere *makroskopische* Streuquerschnitt des Bremsmaterials ist.

Experimentelle Bestimmungen zeigen, daß der effektive mikroskopische Wirkungsquerschnitt „σ_U" für Uran, das in einem Moderator verteilt ist, näherungsweise proportional der 0,415ten Potenz des Streuquerschnitts pro Uranatom ist (bis zu Werten von 1000 barn pro Atom), mit einem Grenzwert von 240/5,6 bei großer Verdünnung und 9,25/5,6 = 1,652 für das reine Metall. Formelmäßig bedeutet dies

$$„\sigma_U\text{"} = \left[\frac{\Sigma_s}{(\Sigma_s)_U}\right]^{0,415} („\sigma_U\text{"})_{\text{Metall}}.$$

In dieser Gleichung stellt Σ_s die Summe der gewöhnlichen Streuquerschnitte des Urans und des Bremsmaterials dar, $\Sigma_s = (\Sigma_s)_B + (\Sigma_s)_U$. Man sieht, daß die Beziehung richtig ist für das reine Metall, wo die Streuung nur den Uranatomen zuzuschreiben ist. Der effektive Resonanzquerschnitt für eine Uranverbindung, etwa UO_2, kann aus der obigen Beziehung bestimmt werden. Der mikroskopische Streuquerschnitt des Sauerstoffs beträgt 3,8 barn, der für Uran 8,2 barn, und das Verhältnis der Atomzahlen N_O/N_U ist gleich 2. Daher wird

$$(„\sigma_U\text{"})_{UO_2} = \left[\frac{2 \cdot 3{,}8 + 8{,}2}{8{,}2}\right]^{0,415} \cdot 1{,}652 = 2{,}15 \text{ barn}.$$

Wir wollen nun p für eine homogene Mischung aus natürlichem Uran und Graphit bestimmen, für die das Kohlenstoff-Uran-Verhältnis N_B/N_U gleich 100 ist. Die Kurve des Wirkungsquerschnitts für Graphit[1]) als Funktion der Energie zeigt, daß σ_s in einem Bereich, der das Resonanzgebiet umfaßt, nämlich von 0,025 eV (thermische Energien) bis ungefähr 0,1 MeV, nahezu konstant ist und dort einen Wert von rd. 4,8 barn hat. Der Streuquerschnitt des Urans wird in diesem Bereich gleich dem thermischen Wert gesetzt, also gleich 8,2 barn. Das Verhältnis der totalen Streuung zur Uranstreuung beträgt demnach

$$\frac{\Sigma_s}{(\Sigma_s)_U} = 1 + \frac{N_B}{N_U} \cdot \frac{(\sigma_s)_B}{(\sigma_s)_U} = 1 + 100 \cdot \frac{4{,}8}{8{,}2} = 59{,}5,$$

$$„\sigma_U\text{"} = (59{,}5)^{0,415} \cdot 1{,}652 = 9{,}0 \text{ barn}.$$

---

1) Siehe z. B. *Neutron Cross sections*, AECU-2040.

Ferner wird

$$„\sigma_B" = \frac{\xi\,(\sigma_s)_C}{5{,}6} = \frac{0{,}159 \cdot 4{,}8}{5{,}6} = 0{,}136\,.$$

Daher wird schließlich

$$p = e^{-\frac{N_U}{N_B} \cdot \frac{„\sigma_U"}{„\sigma_B"}} = e^{-\left(\frac{1}{100}\right)\left(\frac{9{,}0}{0{,}136}\right)} = 0{,}516\,.$$

Dieser Wert erscheint vielleicht recht klein im Vergleich zu dem vorher beim Beispiel des heterogenen Reaktors benutzten Wert von 0,9. Dies zeigt aber nur die Schwierigkeit, den erforderlichen Wert von $k_\infty \geq 1$ mit einer *homogenen* Mischung von natürlichem Uran und Graphit zu erreichen. Wir wollen das Problem einen Schritt weiter verfolgen. Wir setzen $\varepsilon = 1$, wählen $\eta = 1{,}32$ und finden mit dem schon bestimmten Wert von $f = 0{,}944$ für $k_\infty \simeq \eta p f$ den Wert 0,643, der noch weit unter dem kritischen Wert liegt. Abb. 45 zeigt den Verlauf von p, f und k_∞ als Funktionen des Atomzahlverhältnisses N_B/N_U für einen homogenen Graphitreaktor. Der Maximalwert von k_∞ ergibt sich zu etwa 0,8, wobei die Kurve

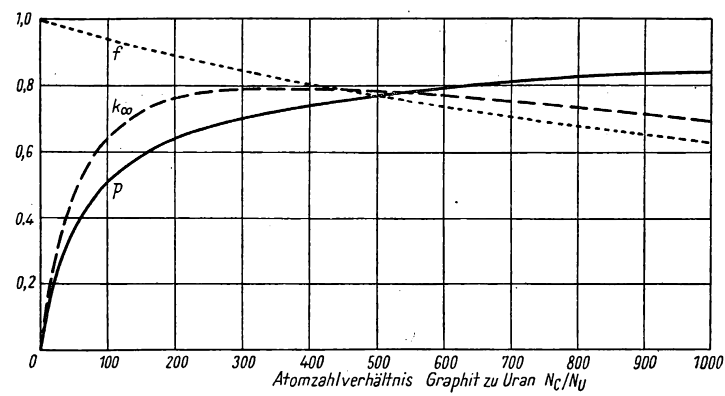


Abb. 45. f, p und k für eine homogene Mischung aus Graphit und natürlichem Uran

in der Nähe des Maximums während einer beträchtlichen Strecke fast waagerecht verläuft. Die empirische Formel für „Σ_U" als Funktion der Verdünnung wird erst jenseits eines Streuquerschnitts von etwa 1000 barn ungenau. Daher entsprechen unsere Rechnungen, in denen $N_B/N_U = 100$ und der totale Streuquerschnitt ungefähr 500 barn sind, vermutlich der Wirklichkeit; die Extrapolation auf 1000 barn ergibt nur einen Fehler in der absoluten Größe, nicht aber im allgemeinen Verlauf. Die Situation beim reinen Schwerwassermoderator ist beträchtlich günstiger. Der Vermehrungsfaktor erreicht ein Maximum von 1,2 bei einem Verhältnis N_{D_2O}/N_U von ungefähr 225. Im Jahre 1942, als die ersten Reaktorberechnungen durchgeführt wurden, war jedoch nicht genügend schweres Wasser erhältlich, um einen solchen Reaktor zu bauen. Die

Vorhersage eines Maximums für k_∞ von nur 0,8 für eine homogene Uran-Graphit-Mischung führte zu der Idee, das Uran als Metall oder Oxyd in Form von Stäben im Graphitmoderator unterzubringen.

Einer der Vorteile einer solchen Gitteranordnung besteht darin, daß viele Neutronen durch die Moderatoratome über das Resonanzgebiet hinweg abgebremst werden (Abb. 46), wobei die Anzahl der Zusammenstöße mit

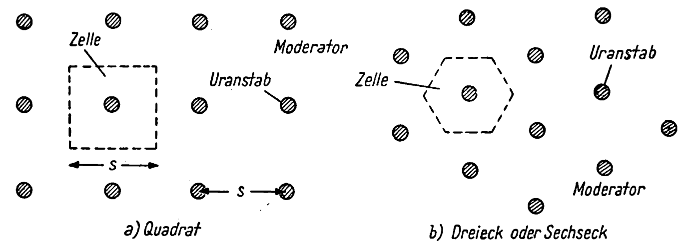


Abb. 46. Gitteranordnung

Urankernen relativ gering bleibt. Selbst wenn ein Neutron nach seinem letzten Stoß eine Energie besitzt, die mit einer Resonanzstelle übereinstimmt, ist es immer noch wahrscheinlicher, daß es auf einen Moderatorkern auftrifft als auf einen Urankern; es erreicht dann eine Energie unterhalb der Resonanzstelle. Die Verbesserung kommt in einer neuen empirischen Formel für „σ_U" zum Ausdruck

$$„\sigma_U" = \frac{9{,}25}{5{,}6}\left(1 + \frac{\mu S}{M}\right) \text{barn}.$$

μ ist eine numerische Konstante, und zwar gleich 2,67 für Metallslugs; S/M ist das Verhältnis der Oberfläche (in cm²) zur Masse der Slugs (in g). Der zweite Ausdruck in der Klammer ist gewöhnlich etwas kleiner als der erste. Daher ist der effektive Wirkungsquerschnitt praktisch ebenso niedrig wie für das Metall, aber die erforderliche Abbremsung ist noch vorhanden. Zur Veranschaulichung berechnen wir „σ_U" für Uranzylinder, wie sie in dem Uran-Graphit-Reaktor BEPO (British Experimental Pile 0) in Harwell benutzt werden. Nun ist S/M für einen Zylinder vom Radius r_0 gleich $2\,\pi r_0/\pi r_0^2 \varrho = 2/r_0 \varrho$, was für einen Radius von 1,143 cm und eine Dichte von 18,7 g/cm³ den Wert 0,0936 ergibt. Also wird

$$„\sigma" = \left(\frac{9{,}25}{5{,}6}\right)[1 + 2{,}67 \cdot 0{,}0936] = 2{,}06 \text{ barn}.$$

Es ist nicht ganz gerechtfertigt, die Formel

$$p = e^{-\frac{„\Sigma_U"}{„\Sigma_B"}}$$

für p zu benutzen, die sich auf einen homogenen Reaktor bezieht, da jetzt Streuung im Bremsmaterial und Absorption im Uran auftreten. Man muß

daher die Gewichtsfaktoren V_B und V_U und die entsprechenden Mittelwerte $\bar{\Phi}_B$ und $\bar{\Phi}_U$ einführen, wie dies auch bei der Formel

$$f = \frac{V_U \Sigma_U \bar{\Phi}_U}{V_U \Sigma_U \bar{\Phi}_U + V_B \Sigma_B \bar{\Phi}_B} \quad \text{(heterogener Reaktor)}$$

für den thermischen Ausnutzungsfaktor erforderlich war. Die Annahme, daß die Neutronendichte einer bestimmten Energie in beiden Gebieten den gleichen Wert hat, stellt eine gute erste Näherung dar mit einem Fehler in p von weniger als 2 %. Die modifizierte Formel für p lautet:

$$p = e^{-\frac{V_U \text{„}\Sigma_U\text{“}}{V_B \text{„}\Sigma_B\text{“}}}.$$

Als Beispiel nehmen wir die gleichen Daten für das Graphit wie vorher. Der gegenseitige Abstand der BEPO-Reaktorslugs beträgt 18,4 cm. Die Volumina pro cm Slug sind $V_U = (\pi/4)\,(2{,}3)^2 = 4{,}15\ \text{cm}^3$ und $V_B = 18{,}4^2 - V_U = 334{,}41\ \text{cm}^3$. Nun ist „$\sigma_B$“ $= 0{,}136$ wie zuvor und „σ_U“ $= 2{,}06$. Die entsprechenden makroskopischen Werte sind „Σ_B“ $= 0{,}0827 \cdot 0{,}136 = 0{,}0112$ und „Σ_U“ $= 0{,}0473 \cdot 2{,}06 = 0{,}0974$. Damit wird

$$p = e^{-\frac{4{,}15 \cdot 0{,}0974}{334{,}41 \cdot 0{,}0112}} = e^{-0{,}1065}$$

oder

$$p = 0{,}899.$$

6.6 *Thermischer Ausnutzungsfaktor f*

Für einen homogenen Reaktor ist der thermische Ausnutzungsfaktor f sehr leicht zu berechnen, wie in Abschn. 6.2 gezeigt wurde. Für einen heterogenen Reaktor muß f jedoch die Fluß- und Volumengewichtsfaktoren $\bar{\Phi}_B$, $\bar{\Phi}_U$ und V_B, V_U mit enthalten. Aus Abb. 41 ist zu ersehen, daß der Neutronenfluß sowohl im Reaktor als Ganzem als auch lokal in der Nähe eines jeden Slugs variiert. Die mathematische Komplikation, die sich hieraus ergibt, wird zum Teil dadurch beseitigt, daß man folgende vereinfachende Annahme macht: *Der Bruchteil der thermischen Neutronen, die im Uran des gesamten Reaktors absorbiert werden, ist der gleiche wie für einen Slug und das „zugehörige“ Moderatorvolumen.* Es genügt also, f für einen typischen Slug zu berechnen, um f und damit den unendlichen Vermehrungsfaktor für den ganzen Reaktor zu erhalten. Die Frage, die es vor allem zu beantworten gilt, lautet: Was ist unter dem „zugehörigen“ Moderatorvolumen zu verstehen? Die Antwort hängt im allgemeinen von der Gitteranordnung der Slugs ab. Abb. 46 zeigt die quadratische und die hexagonale Anordnung. Ist S die Gitterkonstante der quadratischen Anordnung, so hat offenbar die zu einem Slug gehörige quadratische „Zelle“ den Flächeninhalt S^2. Jedoch wird die Lösung der Gleichungen für den Neutronenfluß sehr verwickelt, wenn wie hier Kreis-

zylinder (Slug) und rechtwinklige Begrenzungen (Moderator) zugleich vorhanden sind. Es wird daher eine näherungsweise Behandlung eingeführt, die auf der Annahme beruht, daß der Slug klein ist im Vergleich zur Zelle. Man kann dann den quadratischen Moderatorquerschnitt durch einen Kreis von gleichem Flächeninhalt ersetzen, also das zugehörige Parallelepiped durch einen Kreiszylinder. Bei diesem Prozeß, den man „Zylindrisierung" der Zelle nennt, untersucht man also die Neutronenbewegung in einem Kreiszylinder mit den Endflächen πr^2, wobei πr^2 gleich der wirklichen Zellenfläche S^2 ist. Ferner müssen noch einige andere Annahmen gemacht werden, um die Berechnung von f mathematisch zu vereinfachen. Diese Annahmen sind im folgenden entsprechend zusammengestellt, um die in der Zelle vor sich gehenden Prozesse dem Leser vor Augen zu führen; auf ihre genaue mathematische Formulierung und Anwendung wurde dagegen verzichtet.

1. *Es treten keine thermischen Neutronen aus der Zelle aus.* Dies ist äquivalent der Annahme, daß die Anzahl der Neutronen, die aus einer Zelle austreten, gleich der Anzahl derer ist, die aus benachbarten Zellen hereinkommen. Dies ist streng nur für einen unendlich ausgedehnten Reaktor richtig. Da wir jedoch den unendlichen Vermehrungsfaktor k_∞ berechnen wollen, ist diese Annahme vernünftig. Die Annahme hat zur Folge, daß der Neutronenfluß an den Rändern der Zelle konstant verläuft (Abb. 47).

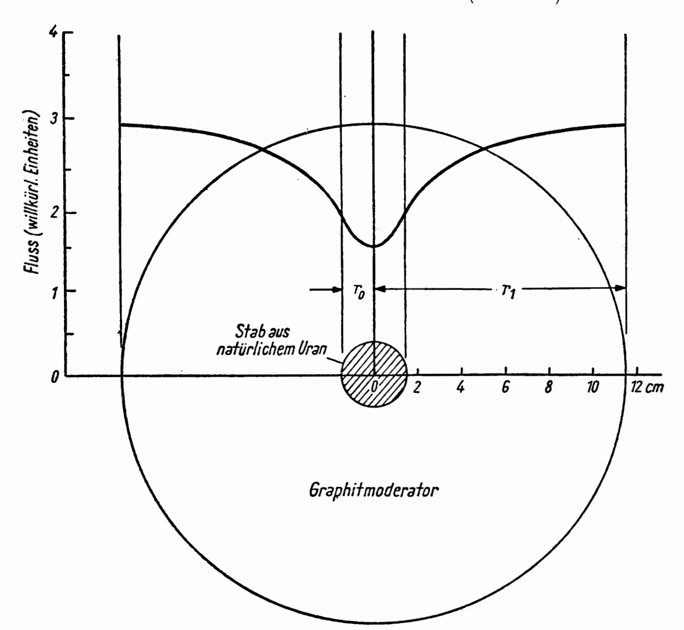


Abb. 47. Neutronenfluß in einer zylindrischen Zelle

2. *Die Abbremsung der Neutronen auf thermische Energien geschieht nur im Moderator.* In Abschn. 2.6 wurde als Maß für den mittleren Energieverlust eines Neutrons bei einem Zusammenstoß mit einem Kern der Ausdruck $\xi = \overline{\Delta \ln E}$ eingeführt. Für Uran beträgt der Wert von ξ nur 0,0084, während er für ein leichtes Element wie Kohlenstoff 0,159 ist. Weiterhin ist das Verhältnis des Moderatorvolumens zu dem des Urans sehr groß. Die Bremsung geschieht also tatsächlich vorwiegend durch Stöße im Moderator.

3. *Die Dichte der thermischen Neutronen ist im ganzen Moderatorvolumen der Zelle konstant.* Da die Neutronen in den meisten Bremsmaterialien große Strecken zurücklegen, bevor sie thermisch werden, „vergessen" sie sozusagen ihren Ursprungsort. Die gemachte Annahme ist daher auch mit der Vorstellung einer isolierten Zelle verträglich, wenn man bedenkt, daß in allen Zellen des Reaktors die gleichen Prozesse ablaufen.

Es ist bequemer, an Stelle von f den reziproken Ausdruck zu berechnen. Wenn wir zunächst die Formel (Abschn. 6.2) für den thermischen Ausnutzungsfaktor umkehren, haben wir

$$\frac{1}{f} = 1 + \frac{\Sigma_B V_B \bar{\Phi}_B}{\Sigma_U V_U \bar{\Phi}_U}.$$

Eine „strenge" Formel für $1/f$ kann man erhalten, indem man die Diffusionstheorie für thermische Neutronen auf ein zylindrisches System anwendet. Wir verschieben diese Ableitung auf den Anhang aus folgenden Gründen: a) die Rechnungen gründen sich auf die Verwendung von BESSEL-Funktionen, von denen einige nicht leicht aufzufinden sind; b) um einige wichtige Kurven mit einer Genauigkeit von 0,5 % zu erhalten, sind Rechenmaschinen erforderlich; c) die Diffusionstheorie, auf die sich die Rechnungen gründen, ist in diesem Fall nicht ganz exakt. Aus diesen Gründen entwickeln wir im folgenden eine einfache und bequeme, aber trotzdem genügend genaue Näherung.

Wir schreiben $\bar{\Phi}_B$ in der Form $\bar{\Phi}_B = \bar{\Phi}_B + \Phi_B(r_0) - \Phi_B(r_0)$, wo $\Phi_B(r_0)$ die Flußdichte in einem Punkt r_0 der inneren Randfläche des Bremsmaterials ist (Abb. 47). Setzen wir diese identische Umformung in die obige Formel für $1/f$ ein, so erhalten wir

$$\frac{1}{f} = 1 + \frac{V_B \Sigma_B \Phi_B(r_0)}{V_U \Sigma_U \bar{\Phi}_U} + \frac{V_B \Sigma_B [\bar{\Phi}_B - \Phi_B(r_0)]}{V_U \Sigma_U \bar{\Phi}_U}.$$

Wäre der Fluß im Bremsmaterial vollkommen konstant, so wäre $\bar{\Phi}_B = \Phi_B(r_0)$, so daß der dritte Ausdruck auf der rechten Seite verschwände. In Wirklichkeit ist der dritte Ausdruck als kleine Korrekturgröße zu betrachten, welche „Überschußabsorption" genannt und mit δ bezeichnet wird. Damit erhalten wir

$$\frac{1}{f} = 1 + \frac{V_B \Sigma_B}{V_U \Sigma_U} \cdot \frac{\Phi(r_0)}{\bar{\Phi}_U} + \delta.$$

Es ist zu bemerken, daß $\Phi_U(r_0) = \Phi_B(r_0)$ ist, da entsprechend unserer Annahme die Flußwerte auf beiden Seiten der Trennfläche zwischen Uran und Bremsmaterial gleich sein müssen. Das Volumenverhältnis V_B/V_U und das Verhältnis Σ_B/Σ_U der Wirkungsquerschnitte sind leicht zu berechnen. Das Verhältnis $\Phi(r_0)/\bar{\Phi}_U$ und δ können ebenfalls leicht aus den Abmessungen von Slug und Moderator und deren Neutronendiffusionseigenschaften berechnet werden. Dabei treten die reziproken Werte der Diffusionslängen L der beiden Substanzen, $K_U = 1/L_U$ und $K_B = 1/L_B$, auf. Da die L's die effektiven Abstände darstellen, die ein Neutron vor seiner Absorption zurücklegt, so sind die K's die jeweiligen Absorptionskoeffizienten. Um dies einzusehen, betrachte man eine Schicht eines bestimmten Materials, auf die ein Strahl thermischer Neutronen senkrecht auftrifft. Wenn die ursprüngliche Flußdichte Φ_0 ist, dann wird sie in einem Punkt z innerhalb des Mediums gleich

$$\Phi = \Phi_0 e^{-Kz}.$$

Experimentelle oder berechnete Werte stehen für eine Reihe von Substanzen zur Verfügung, z. B. für Graphit ist $L = 50$ cm, $K = 0{,}02$ cm^{-1}; für reines D_2O ist $L = 171$ cm und $K = 0{,}00585$ cm^{-1}. Für natürliches Uran nimmt man $K = 0{,}70$ cm^{-1} an.

Im folgenden bezieht sich der Index 0 auf Uran und der Index 1 auf das Bremsmaterial. Es ist also $\bar{\Phi}_U \equiv \bar{\Phi}_0$. Für das interessierende Verhältnis der Flußdichten erhält man (siehe Anhang)

$$\frac{\Phi(r_0)}{\bar{\Phi}_0} = 1 + \frac{(K_0 r_0)^2}{8} - \frac{(K_0 r_0)^4}{192} + \cdots$$

und für den Korrekturausdruck:

$$\delta \simeq \frac{(K_1 r_1)^2}{2}\left(\ln\frac{r_1}{r_0} - \frac{3}{4}\right).$$

Damit sind wir nunmehr im Besitz aller Formeln, die erforderlich sind, um f für einen bestimmten Reaktor abschätzen zu können.

Der BEPO-Reaktor diene wieder als Beispiel. Wenn wir alle Kühlkanäle vernachlässigen, wird das Volumenverhältnis V_B/V_U gleich $334{,}41/4{,}15 = 80{,}6$. Die Absorptionsquerschnitte für thermische Neutronen sind gleich $\Sigma_B = 3{,}72 \cdot 10^{-4}$ bzw. $\Sigma_U = 0{,}351$. Daher wird $\Sigma_B/\Sigma_U = 1{,}060 \cdot 10^{-3}$ und $V_B \Sigma_B / V_U \Sigma_U = 0{,}0854$. Der Zellenradius ist hier $r_1 = S/\sqrt{\pi} = 10{,}39$ cm, während der Slugradius gleich $r_0 = 1{,}143$ cm ist. Ferner ist $K_0 r_0 = 0{,}70 \cdot 1{,}143 = 0{,}800$; $K_1 r_1 = 0{,}208$ und $r_1/r_0 = 9{,}09$. Damit wird

$$\frac{\Phi(r_0)}{\bar{\Phi}_0} = 1 + \frac{(0{,}80)^2}{8} - \frac{(0{,}80)^4}{192} = 1{,}078,$$

$$\delta = \frac{(0{,}208)^2}{2}(\ln 9{,}09 - 0{,}75) = 0{,}032,$$

$$\frac{1}{f} = 1 + 0{,}0854 \cdot 1{,}078 + 0{,}032 = 1{,}124.$$

Somit ist der thermische Ausnutzungsfaktor $f = 0{,}889$.

In Kap. XII werden wir dieses Näherungsverfahren zur Berechnung der Resonanzentweichwahrscheinlichkeit verwenden.

6.7 *Schneller Spaltfaktor ε*

Der Beitrag, den die „schnelle" Spaltung von natürlichem Uran zur Reaktionskette beisteuert, ist zwar klein (von der Größenordnung 3 %), jedoch nicht klein genug, um bei Reaktorberechnungen völlig vernachlässigt werden zu können. Die schnellen Neutronen, die bei der Spaltung von U^{235} gebildet werden, können relativ leicht in den Moderator entweichen, wo sie auf Energien unterhalb der 1-MeV-Schwelle für die Spaltung von U^{238} abgebremst werden.

Der schnelle Spaltfaktor ε ist zum Teil durch die Wahrscheinlichkeit bestimmt, daß ein Neutron einen Stoß im Slug erleidet. Für ein einzelnes Neutron kann die Entweichwahrscheinlichkeit durch $e^{-N\sigma x}$ dargestellt werden, wo σ der totale Wirkungsquerschnitt ist und x der Abstand des Entstehungsortes von der Oberfläche des Slug. Die mittlere Entweichwahrscheinlichkeit (d. h. der Mittelwert für alle Neutronen) hängt jedoch von der Flußdichte der thermischen Neutronen sowie der Form der Slugs ab. Die Methode zur Berechnung der Stoßwahrscheinlichkeit P geht weit über den Rahmen dieses Buches hinaus. Wir werden uns damit zufriedengeben, die veröffentlichten Werte von P als Funktion des Radius r_0 (zylindrischer Slug) zu benutzen,

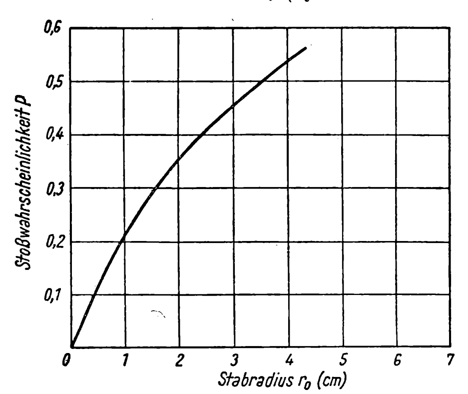


Abb. 48. Stoßwahrscheinlichkeit schneller Neutronen in Stäben aus natürlichem Uran

wie sie durch die Kurve in Abb. 48 dargestellt sind. Entsprechend den verschiedenen Reaktionen, die bei einem Stoß eintreten können, zerlegen wir den totalen Wirkungsquerschnitt σ in folgender Weise:

σ	$=$	σ_c	$+$	σ_e	$+$	σ_i	$+$	σ_f.
total		Einfang		elastische Streuung		unelastische Streuung		Spaltung
4,3		0,04		1,5		2,47		0,29

Jedes dieser möglichen Ereignisse hat einen anderen Einfluß auf den Gesamtverlauf:

σ_c: Neutronen gehen verloren.

σ_e: Es tritt ein *kleiner* Energieverlust ein; er ist jedoch so klein (von der Größenordnung 0,8 %), daß die Neutronen noch genügend Energie besitzen, um eine Spaltung auszulösen.

σ_i: Es tritt ein *großer* Verlust der Neutronenenergie ein. Sie verringert sich bis auf einen Wert unterhalb der Schwelle für die Spaltung.

σ_f: Spaltung, welche $\nu = 2{,}55$ neue Neutronen erzeugt.

Der Nettoeffekt wird durch den schnellen Spaltfaktor ε beschrieben, d. h. durch das Verhältnis der Gesamtzahl der Spaltneutronen zur Zahl derjenigen Neutronen, die von der U^{235}-Spaltung herrühren. Es ergibt sich

$$\varepsilon = 1 + \frac{(\nu \sigma_f - \sigma_f - \sigma_c) P}{\sigma - (\nu \sigma_f + \sigma_e) P}.$$

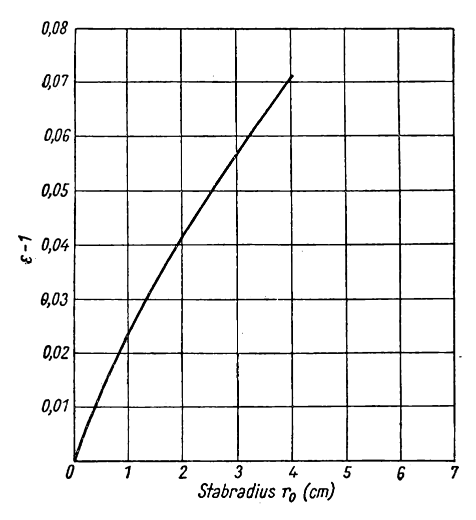


Abb. 49. Schneller Spaltfaktor für Stäbe aus natürlichem Uran

Die Funktion $\varepsilon - 1$ ist in Abb. 49 für einen zylindrischen Slug angegeben. Der Funktionsverlauf ist genau der erwartete. Je größer der Slug ist, desto größer ist die Wahrscheinlichkeit, daß ein schnelles Neutron eine Spaltung hervorruft. Für die BEPO-Slugs mit einem Radius von 1,143 cm finden wir $\varepsilon - 1 = 0{,}025$, also $\varepsilon = 1{,}025$.

6.8 *Anwendung der Vier-Faktor-Formel*

Wir können nun unsere Berechnung von k_∞ für den BEPO-Reaktor vervollständigen. Die vier Faktoren von k_∞ sind

$$\varepsilon = 1{,}025\,, \quad p = 0{,}899\,,$$
$$f = 0{,}889\,, \quad \eta = 1{,}32\,;$$

also $k_\infty = \varepsilon p f \eta = 1{,}081$. Diese Berechnung enthält einen etwas zu kleinen Wert für p, jedoch einen etwas zu großen für f, da die Absorption durch die Kühlrohre vernachlässigt wurde. Der BEPO-Reaktor hat die Form eines Kreiszylinders von 305 cm Radius und 610 cm Höhe. Wir wollen nun bestimmen, welcher Wert von k_∞ erforderlich ist, um diese Anordnung kritisch werden zu lassen ($k_{\text{eff}} = 1$). Man hat

$$K^2 = \left(\frac{2{,}405}{R}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{H}\right)^2 = \left(\frac{2{,}405}{305}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{610}\right)^2 = 8{,}87 \cdot 10^{-5},$$

$$L^2 = L_0^2(1 - f) = 2500 \cdot 0{,}111 = 278 \text{ cm}^2,$$

$$\tau = 300 \text{ cm}^2,$$

$$k_\infty = \frac{1 + K^2L^2}{e^{-K^2\tau}} = \frac{1{,}0247}{0{,}9738} = 1{,}052.$$

Die 3% Differenz gegenüber dem erwarteten Wert können eine Folge von Fehlern in p und f, des Reinheitsgrades des im BEPO-Reaktor benutzten Graphits und der Vorrichtungen für absorbierende Kontrollstäbe sein.

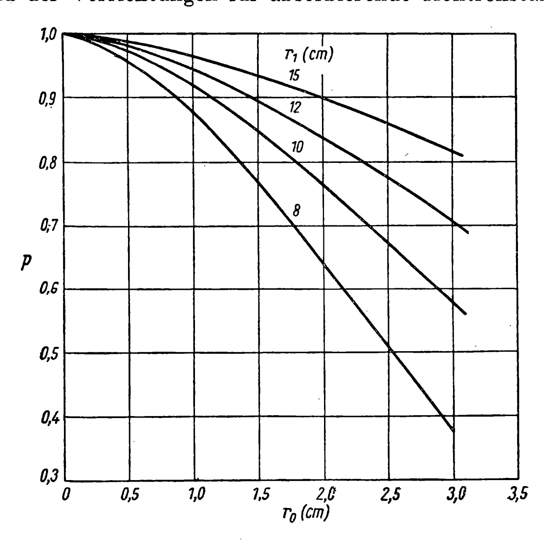


Abb. 50. p als Funktion von r_0 und r_1: heterogener Reaktor aus Graphit und natürlichem Uran

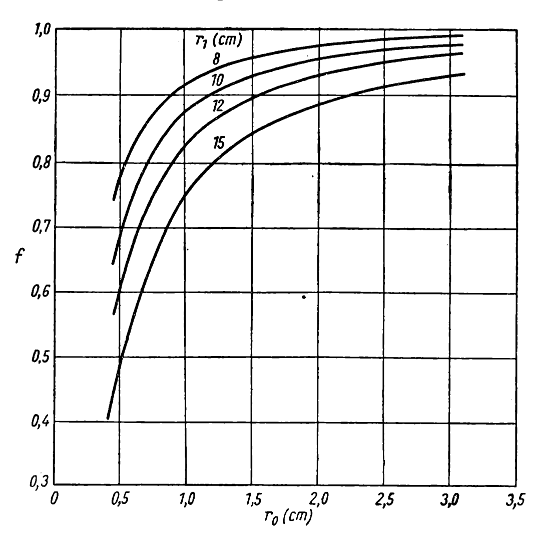


Abb. 51. f als Funktion von r_0 und r_1: heterogener Reaktor aus Graphit und natürlichem Uran

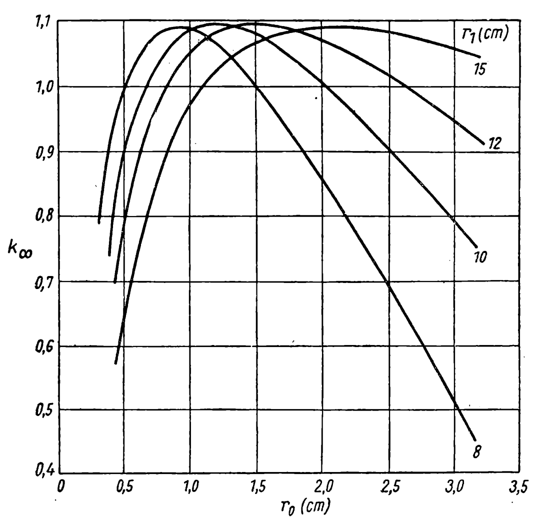


Abb. 52. k_∞ als Funktion von r_0 und r_1: heterogener Reaktor aus Graphit und natürlichem Uran

Wie aus den veröffentlichten Daten über heterogene Reaktoren hervorgeht, liegen die meisten Slugdurchmesser nahe bei 2,5 cm und die Zellendurchmesser bei 20 cm. Eine Wiederholung der oben durchgeführten Rechnungen für andere Größenverhältnisse zeigt, daß die angegebene Konfiguration ein Optimum von k_∞ ergibt. Abb. 50, 51 und 52 zeigen den Verlauf von p, f und k_∞ als Funktionen der beiden Radien r_0 und r_1 für Reaktoren aus Graphit und natürlichem Uran. Die Existenz eines Maximums von k_∞ als Funktion von r_0 entspricht der Erwartung. Für sehr dünne Slugs ist auch bei einem großen Wert von S/M das Slugvolumen und damit die Resonanzabsorption klein und p groß. Die gesamte Absorption thermischer Neutronen im Moderator ist dann groß gegenüber der im Slug, und daher ist f klein. Die umgekehrte Situation tritt für dicke Slugs ein. Daher muß ein Mittelweg gewählt werden, der weder für p noch f, wohl aber für k_∞ zum Maximum führt.

6.9 *Brutrate für einen heterogenen Reaktor*

Das Verhältnis des im Reaktor erzeugten Plutoniums zum verbrauchten U^{235} wird *Umwandlungsfaktor* (UF) oder *Brutrate* genannt. Wenn diese Größe gleich 1 ist, ersetzt der Reaktor das Spaltmaterial genau in dem Maße, wie es verbraucht wird. Man kann wieder den Neutronenzyklus dazu benutzen, um eine Formel für (UF) abzuleiten. Da es gleichgültig ist, wo man mit der Betrachtung des Zyklus beginnt, fangen wir mit solchen Neutronen an, die gerade in den Bremsprozeß eintreten. Der Bruchteil, der durch das Resonanzgebiet hindurchkommt, ist gleich p, der eingefangene Teil gleich $1 - p$. Letzterer dient als erste Plutoniumquelle; ihre Ergiebigkeit ist also

$$A = 1 - p.$$

In erster Näherung kann man den Verlust schneller und thermischer Neutronen durch Austritt aus dem Reaktor vernachlässigen. Von den Neutronen, die durch das Resonanzgebiet hindurchkommen, wird dann der Bruchteil f im Uran absorbiert. Der im U^{238} absorbierte Teil, der ebenfalls Plutonium liefert, ist

$$B = pf\frac{\Sigma_{238}}{\Sigma_U}.$$

Die Anzahl der im U^{235} absorbierten oder „verbrannten" Neutronen ist entsprechend

$$C = pf\frac{\Sigma_{235}}{\Sigma_U}.$$

Der Umwandlungsfaktor ist somit

$$(\mathrm{UF}) = \frac{A + B}{C} = \left(\frac{\text{Resonanzabsorption} + \text{therm. Abs. in } U^{238}}{\text{therm. Abs. in } U^{235}}\right)$$

oder ausführlich

$$(\mathrm{UF}) = \frac{\dfrac{1-p}{pf} + \dfrac{\Sigma_{238}}{\Sigma_{\mathrm{U}}}}{\dfrac{\Sigma_{235}}{\Sigma_{\mathrm{U}}}}.$$

Mit Hilfe der bekannten Wirkungsquerschnitte erhält man

$$\frac{\Sigma_{238}}{\Sigma_{\mathrm{U}}} = \frac{N_{238}\,\sigma_{238}}{N_{\mathrm{U}}\,\sigma_{\mathrm{U}}} = 0{,}99286 \cdot \frac{2{,}80}{7{,}42} = 0{,}375,$$

$$\frac{\Sigma_{235}}{\Sigma_{\mathrm{U}}} = \frac{N_{235}\,\sigma_{235}}{N_{\mathrm{U}}\,\sigma_{\mathrm{U}}} = 0{,}00714 \cdot \frac{650}{7{,}42} = 0{,}625.$$

Für den BEPO-Reaktor gilt $p = 0{,}899$ und $f = 0{,}889$, also wird

$$(\mathrm{UF}) = \frac{0{,}126 + 0{,}375}{0{,}625} = 0{,}80\ (\mathrm{BEPO}).$$

Es werden hier also etwa 80 % der verbrauchten Atome durch neue spaltbare Atome ersetzt. Eine Möglichkeit, den Wert von (UF) zu verbessern, besteht darin, die Geometrie des Gitters so abzuändern, daß p kleiner wird. Eine Grenze in dieser Richtung stellt jedoch die Bedingung $k_\infty > 1$ dar. Im allgemeinen muß eine Verringerung von p durch eine Vergrößerung von f kompensiert werden. Ein Übergang zu einem anderen Bremsmaterial, z. B. von Graphit zu D_2O, wird daher wirkungsvoller sein. Der obere Grenzwert von (UF) wird mit einem hypothetischen Reaktor ohne Austrittsverluste und ohne jegliche Vergiftungen erreicht. Dann nimmt f den Maximalwert 1 und p den Minimalwert $1/\eta = 0{,}758$ an; das Glied in (UF), das die Resonanzabsorption enthält, wird dann gleich $\eta - 1 = 1{,}32 - 1 = 0{,}32$. (UF) wird dann

$$(\mathrm{UF})_{\mathrm{max}} = \frac{0{,}32 + 0{,}375}{0{,}625} = 1{,}1.$$

Dies stimmt (wie es sein sollte) genau mit der maximalen Anzahl der Neutronen überein, die für den Brutprozeß ausnutzbar sind: (2,1 Neutronen pro Absorption im U^{235}) — (1,0 Neutron zur Aufrechterhaltung der Kettenreaktion) = 1,1. Dieser Vergleich zeigt, daß eine Anreicherung des Urans nicht zu einer höheren Brutrate führen kann; bei Uran sind unabhängig von der Anreicherung stets nur 1,1 Neutronen für andere Zwecke verfügbar.

Der Leser muß sich jedoch vergegenwärtigen, daß die einfachen Reaktortheorien, wie sie in den vorhergehenden Abschnitten dargestellt wurden, nur für die ersten Abschätzungen der charakteristischen Daten eines Reaktors ausreichen. Genauere (und gewöhnlich kompliziertere) Berechnungen sind erforderlich, bevor die endgültigen Entwürfe gemacht werden. Als Beispiel erwähnen wir die „Zwei-Gruppen“-Näherung, die auf kleine angereicherte Reaktoren mit Reflektor, etwa vom Typ „swimming pool“, angewandt

werden kann. Die Neutronen werden in zwei Gruppen eingeteilt: a) die thermischen und b) die schnellen, wobei die Eigenschaften der zweiten Gruppe geeignete Mittelwerte der Eigenschaften aller Neutronen mit Energien oberhalb der thermischen sind. Man stellt sich vor, daß beide Gruppen durch das Medium diffundieren und in folgender Weise miteinander wechselwirken: die Abbremsung der schnellen Neutronen dient als Quelle für die thermischen, umgekehrt dient die Absorption der thermischen Neutronen im Spaltmaterial als Quelle für die schnellen Neutronen. Bezüglich der Einzelheiten dieser Rechenmethode ziehe man die Bücher über Reaktortheorie heran, etwa das von GLASSTONE und EDLUND.

Aufgaben

6.1 Berechne den thermischen Ausnutzungsfaktor f für einen Reaktor, der sich aus Kugeln von natürlichem Uran mit einem Durchmesser von 5 cm zusammensetzt, die in Berylliumblöcke von 30 cm Kantenlänge eingebettet sind. Für das Verhältnis der Neutronenflußdichten im Moderator und im Uran nehme man den Wert 1,5.

6.2 Welchen Wert hat η für Uran, das auf 2 % U^{235} angereichert ist? Man wiederhole die Rechnung für 25 % U^{235} und diskutiere den allgemeinen Verlauf als Funktion der Konzentration.

6.3 Berechne den Volumenformfaktor K^2 für einen zylindrischen Tank von 60 cm Durchmesser und 90 cm Höhe!

6.4 Bestimme die thermische Diffusionslänge L für eine Lösung von reinem U^{235} in Wasser, bei der die U^{235}-Konzentration 2 Gewichtsprozente beträgt.

6.5 Wie groß ist der schnelle Verlustfaktor $\mathfrak{L}_f$ für D_2O in einem kugelförmigen Tank von 1,5 m Durchmesser?

6.6 Man bestimme mit einer Genauigkeit von ± 2 cm die Seitenlänge des in Abschn. 6.3 diskutierten Reaktors, bei der k_{eff} genau gleich 1 wird.

6.7 Mit Hilfe der Definition der Diffusionslänge $L^2 = \frac{1}{3} \lambda_a \lambda_t$ (Abschn. 2.7) und des thermischen Ausnutzungsfaktors $f = (\Sigma_a)_U / \Sigma_a$ zeige man, daß die Beziehung $L^2 = L_0^2 (1 - f)$ exakt gilt. Man erkläre, welche Voraussetzungen über λ_t gemacht werden müssen.

6.8 Ein homogener Water-Boiler-Reaktor mit reinem U^{235} besitzt ein Volumen von 15 Liter. Wie groß ist der mittlere thermische Neutronenfluß bei einer Leistung von 25 kW? Das Atomzahlverhältnis von Wasserstoff zu Uran setze man gleich 500.

6.9 Man bestimme das Verhältnis der mittleren Flußdichte $\bar{\Phi}$ in einem sphärischen homogenen Reaktor zur Flußdichte Φ_c im Mittelpunkt. *Hinweis*: Definitionsgemäß ist $\bar{\Phi} = \int \Phi dV / \int dV$, wo dV das Volumen $4\pi r^2 dr$ der Kugelschale ist.

6.10 Man bestimme die niedrigste Isotopenkonzentration von U^{235}, die in einem homogenen Uran-Graphit-Reaktor $k_\infty = 1$ ergibt. Man berücksichtige die Variation der Faktoren η, f und p als Funktion des U^{235}-Gehalts. Man erkläre, welche Korrekturen bei der Berechnung des Resonanzeinfanges erforderlich sind.

6.11 Der heterogene D_2O-Reaktor mit natürlichem Uran in Stockholm besitzt eine Gitteranordnung, wie in Abb. 46b angegeben, wobei der Achsenabstand der zylindrischen Slugs 14,5 cm beträgt. Man bestimme den Radius der äquivalenten Zylinderzelle aus der Fläche des *Dreiecks* (nicht des Sechsecks). Man erkläre, warum die Verwendung einer äquivalenten Zylinderzelle für diese Anordnung etwas genauer ist als für ein quadratisches Gitter.

6.12 Man berechne die Größe „Σ_B", die in der Formel für die Resonanzentweichwahrscheinlichkeit vorkommt, für Berylliummetall.

6.13 Welchen Wert hat „Σ_U" für die Slugs im Oak-Ridge-Reaktor (Abschn. 5.1)?

6.14 Man berechne die Resonanzentweichwahrscheinlichkeit p für den Oak-Ridge-Reaktor.

6.15 Aus dem berechneten Wert des thermischen Ausnutzungsfaktors für den BEPO-Reaktor bestimme man das *wahre* Verhältnis der Flußdichten im Moderator und im Uran.

6.16 Man berechne unter Verwendung der angegebenen Wirkungsquerschnitte den schnellen Spaltfaktor ε für den GLEEP-Reaktor und vergleiche ihn mit dem offiziellen Wert von 1,029.

Literatur

ISBIN, H. S., *Nuclear Reactor Catalog*, Nucleonics, März 1952, S. 10. Siehe auch Nucleonics, Juni 1953, Sonderheft, S. 65.

HAFSTAD, L. R., *Reactors*, Scientific American, April 1951, S. 43.

Selected Unclassified References on Nuclear Reactors, TID-3006, Oak Ridge, Tenn.: Technical Information Service Staff, Technical Information Service, 16. Oktober 1951.

BEPO British Experimental Pile, Nucleonics, Juni 1951, S. 36.

BORST, L. B., *The Brookhaven Nuclear Reactor*, Physics Today, April 1951, S. 6.

GLEEP, Design Construction and Use, Nucleonics, Januar 1951, S. 3.

How to Load a Reactor, Nucleonics, Februar 1952, S. 24. Oak-Ridge-Reaktor.

Major Activities in the Atomic Energy Programs, Twelfth Semi-Annual Report of the Atomic Energy Commission to Congress, Januar—Juni 1952, Washington, D. C.: U. S. Government Printing Office, Juli 1952.

GLASSTONE, S., und M. C. EDLUND, *The Elements of Nuclear Reactor Theory*, New York: D. Van Nostrand Co., 1952.

GOODMAN, CLARK, Ed., *The Science and Engineering of Nuclear Power*, Cambridge, Mass.: Addison-Wesley Press, 1949, Bd. I, II.

Nuclear Data for Low Power Research Reactors, Nucleonics, Januar 1951, S. 8.

MURRAY, RAYMOND L., und A. C. MENIUS, Jr., *Fast Fission Factor for Hollow Natural Uranium Cylinders*, Nucleonics, April 1953, S. 21.

Zusatz bei der deutschen Ausgabe

ARDENNE, M. v., *Tabellen zur angewandten Kernphysik*, Berlin: Deutscher Verlag der Wissenschaften, 1956.

Die Reaktoren der Welt, Atomwirtschaft *1* (1956), S. 263, 295, 341.

Power Reactors and Prototypes, Nuclear Power *4* (1959), H. 3.

KAPITEL VII

„WATER-BOILER"-REAKTOR

Der einzige Kernreaktor, für den alle Angaben freigegeben wurden, ist der homogene angereicherte Uranreaktor mit Wasser als Moderator. Er wird für gewöhnlich „Water-Boiler" (Wasserkocher) genannt, weil er bei genügend hohem Leistungsniveau das Wasser zum Sieden bringen kann, obwohl dies beim normalen Betrieb nicht der Fall ist. Dieser Reaktor niedriger Leistung dient ausschließlich experimentellen Zwecken. Da sich jedoch an ihm fast alle typischen Probleme und Prinzipien der Reaktortechnik demonstrieren lassen, ist seine detaillierte Betrachtung von Nutzen. Der homogene angereicherte Reaktor ist einer der einfacheren, weniger kostspieligen und betriebssicheren Typen. Beispiele für Water-Boiler sind der Reaktor in Los Alamos und der Raleigh-Forschungsreaktor im North Carolina State College. Als spezielles Beispiel werden wir den letztgenannten beschreiben. Dimensionen und numerische Daten werden angegeben, wenn das Verständnis der Funktionen dadurch erleichtert wird.

7.1 *Hauptkomponenten des Reaktors*

Die Hauptteile des Reaktors sind der aktive Kern, der Reflektor und die Abschirmung (Abb. 53). Als Kern dient ein zylindrischer Behälter aus korrosionsfestem Stahl von 0,16 cm Wandstärke mit einem Fassungsvermögen von 14 Litern, der fast vollständig mit einer wäßrigen Uranylsulfat-(UO_2SO_4)-Lösung gefüllt ist. Das verwendete Uran ist auf 93 % U^{235} angereichert. Das Gewicht des U^{235} beträgt näherungsweise 860 g. Dieses Mischungsverhältnis wurde deshalb gewählt, weil die kleinste Masse, die in einer wäßrigen Lösung kritisch ist, bei einem Atomzahlverhältnis von $N_H/N_U \simeq 420$ erreicht wird. Dies entspricht einer chemischen Konzentration von 6 Gewichtsprozenten Uran und ergibt für die Lösung eine Dichte von 1,09 g/cm³.

Die Aufgabe des *Reaktorkernes* besteht darin, das Spaltmaterial aufzunehmen und die Neutronen innerhalb eines kleinen Volumens auf thermische Energien abzubremsen. Der kleine Durchmesser von weniger als 30 cm wird dadurch ermöglicht, daß sowohl die Bremslänge schneller Neutronen als auch die Diffusionslänge thermischer Neutronen in Wasser klein sind. Die normale Betriebstemperatur beträgt 80° C. Sie wird dadurch aufrecht-

erhalten, daß Kühlwasser durch Kühlkanäle im Innern des Behälters hindurchfließt und die durch die Spaltung erzeugte Wärme nach außen abführt. Die normale Leistung beträgt 10 kW; die zugehörige mittlere Flußdichte der thermischen Neutronen ist etwa 10^{11} cm^{-2} sec^{-1}.

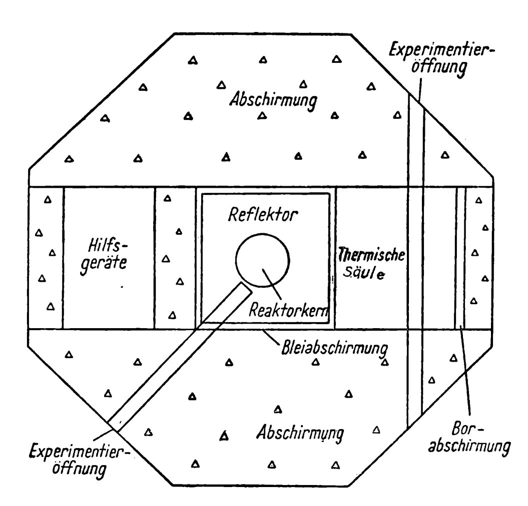


Abb. 53. Aufbau eines Water-Boilers

Der *Reflektor*, der sich aus aufgestapelten Graphitblöcken mit Querschnitten von 10 cm × 10 cm zusammensetzt und den Kern vollständig umschließt, dient dazu, die meisten Neutronen am Verlassen des Kerns zu hindern. Die Wahrscheinlichkeit der Absorption im Kohlenstoff ist sehr viel geringer als die einer Streuung, so daß ein großer Bruchteil der Neutronen, die aus der aktiven Lösung austreten, Stöße erleiden, durch die sie in die Lösung zurückreflektiert werden. Der effektive Vermehrungsfaktor wird daher gegenüber dem eines Reaktors ohne Reflektor erhöht, und das Volumen des Kerns kann kleiner gehalten werden. Der Reflektor erfüllt seine Aufgabe am besten, wenn er unendlich dick ist. Eine Dicke von ungefähr 50 cm reduziert, wie man fand, die kritische Masse bis zu 5% des normalen Minimalwertes. Da andererseits die Gesamtgröße der Anlage weitgehend durch den Reflektor bestimmt ist, wird die optimale Wahl durch praktische Erwägungen bestimmt. Die genaue Form des Reflektors ist übrigens nicht wichtig; man gab ihm die Form eines Würfels mit einer Kantenlänge von rund 150 cm.

Die *Abschirmung*, welche den Reflektor umgibt, ist notwendig, um die Experimentatoren vor Neutronen und γ-Strahlen zu schützen, die sowohl bei der Spaltung als auch von radioaktiven Spaltprodukten ausgesandt werden. Eine Reaktorkontrolle ohne Abschirmung wäre aus größerer Entfernung auch möglich, aber die Größe des verbotenen Raumes wäre dann

sehr hinderlich. Um das Reaktorgebäude möglichst klein bzw. die nutzbare Experimentierfläche möglichst groß machen zu können, wird die Abschirmung aus einem sehr dichten Spezialbeton hergestellt. Baryt, ein Bariumerz, wird für die größeren Teile benutzt; Colemanit, ein Bor enthaltender Sand, verwendet man für die kleineren Aggregate. Barium, ein schweres Element, ist ein guter Absorber für γ-Strahlen. Das im Beton zurückbleibende Wasser dient dazu, die schnellen Neutronen auf thermische Energien abzubremsen, und Bor fängt die Neutronen ein, ohne sekundäre γ-Quanten zu emittieren. Eine Dicke von 150 cm eines solchen Betons ist mehr als ausreichend, um die Neutronen- und γ-Strahlung weit unter den erlaubten Maximalwert herabzusetzen, welcher etwa 20 cm^{-2} sec^{-1} für schnelle Neutronen und 600 cm^{-2} sec^{-1} für thermische Neutronen und γ-Quanten beträgt. Man könnte vielleicht erwarten, daß über dem Reaktor keine Abschirmung erforderlich ist, sondern nur an den Seiten, um Personal und Experimentatoren zu schützen. Die Streuung der Neutronen durch die Luftmoleküle ist jedoch zu groß, als daß sich das Anbringen einer oberen Abschirmung vermeiden ließe.

Im Prinzip stellen die soeben beschriebenen drei Hauptkomponenten den Reaktor dar, jedoch wäre dieser ohne die vielen Hilfs- und Kontrollanlagen nicht betriebsfähig. Letztere können nach ihren Funktionen klassifiziert werden: Neutronen absorbierende Regelstäbe mit ihren Antriebsvorrichtungen dienen dazu, das gewünschte Leistungsniveau einzustellen; Rohre für das Kühlwasser und Pumpanlagen dienen zur Abführung der durch die Spaltungen entwickelten Wärme; Austrittsöffnungen lassen die entstehenden Spaltgase entweichen; Konzentratoren dienen zur Sammlung des radioaktiven Abfalls; Spezialvorrichtungen sind erforderlich für experimentelle Untersuchungen und den Beschuß von Proben; Neutronenzähler zeigen den Neutronenfluß an oder lösen Sicherheitsvorkehrungen aus. In den folgenden Schemata werden die wichtigsten dieser Zusatzanlagen getrennt gezeigt ohne Rücksicht auf die Installation. In Abb. 53 sind noch einige Teile außer dem Hauptkern, dem Reflektor und der Abschirmung zu sehen. Die thermische Säule z. B. stellt eine Erweiterung des Reflektors nach einer Seite dar; sie gibt einen Strahl thermischer Neutronen für experimentelle Zwecke frei. Die Bleiabschirmung dient dazu, unerwünschte γ-Strahlen fernzuhalten. Eine Borschicht von 1,25 cm Dicke am Rande der thermischen Säule ersetzt die fehlende Betonabschirmung in dieser Richtung. Stahlrohre, die den Beton durchsetzen, dienen als Experimentieröffnungen oder Kanäle; werden sie nicht benutzt, können sie durch Betonzylinder verschlossen werden. Einige von ihnen geben einen Zugang zur Oberfläche des Reaktorkerns, während andere nur durch den Reflektor oder die thermische Säule hindurchgehen. Zur Sicherung des Spaltmaterials verschließen kombinierte Sicherheitsverschlüsse ähnlich den bei Safes verwendeten die Stahlrohre.

7.2 *Kühlsystem*

Beim Raleigh-Reaktor dient zur Kühlung ein Satz von vier parallelen Kühlschlangen mit einem inneren Rohrdurchmesser von 0,63 cm. Abb. 54 zeigt die Anordnung der Kühlschleifen. Diese Rohre, jedes etwa 210 cm lang,

sind aus korrosionsfestem Stahl hergestellt. Durch eine Druckregelung wird ein Fluß von etwa 3,8 l gekühlten Wassers pro Minute in jedem Rohr gewährleistet. Nach Durchlaufen der aktiven Zone des Reaktors ist das Wasser radioaktiv geworden infolge Neutronenabsorption durch Verunreinigungen und durch das Isotop O^{18}, aus dem das radioaktive Isotop O^{19} entsteht.

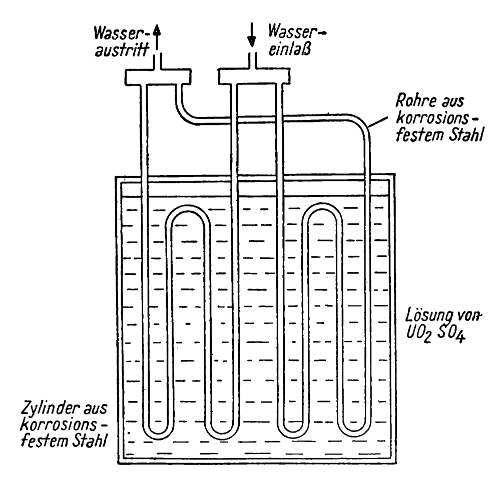


Abb. 54. Kühlschlangen für den Reaktorkern eines Water-Boilers (nur zwei von vier gezeigt)

Als typisches Beispiel für die Berechnungen, die man anstellen muß, um mögliche Strahlungsschäden durch die Radioaktivität des Kühlwassers zu verhindern, wollen wir die Ausbeute an O^{19} pro cm^3 Wasser abschätzen. Dazu brauchen wir folgende Daten:

Absorptionsquerschnitt von O^{18}:	$\sigma_a = 0{,}0002$ barn,
Häufigkeit des O^{18}:	0,204 %,
Neutronenfluß:	$\Phi = 10^{12}\,\mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{sec}^{-1}$,
Halbwertzeit von O^{19}:	$t_H = 29$ sec.

Die Ausbeute ist proportional der Anzahl der O^{18}-Kerne pro Kubikzentimeter, dem Wirkungsquerschnitt für Neutronenabsorption, dem Neutronenfluß und der Exponierungsdauer. Letztere ergibt sich aus dem Fluß V, dem Rohrquerschnitt A und der Rohrlänge L:

$$t\,(\mathrm{sec}) = \frac{L}{v} = \frac{L}{V/A}.$$

In diesem Fall sind $L = 214{,}3$ cm, $V = 63\,\mathrm{cm}^3\,\mathrm{sec}^{-1}$ und $A = (\pi/4)\,(0{,}63)^2\,\mathrm{cm}^2$. Als Exponierungsdauer ergibt sich rund 1 sec. Die Anzahl der Wasser-

moleküle berechnet sich zu $0{,}0335 \cdot 10^{24}$ cm^{-3}. Der Wert für N der O^{18}-Atome beträgt daher $6{,}8 \cdot 10^{-5} \cdot 10^{24}$. Die Ausbeute ist

$$\mathfrak{N} = \Phi N \sigma_a t = 10^{12} \cdot 6{,}8 \cdot 10^{-5} \cdot 2 \cdot 10^{-4} \cdot 1 = 13600 \text{ O}^{19}\text{-Atome/cm}^3.$$

Die Aktivität des herausfließenden Wassers ergibt sich unter Verwendung der Zerfallskonstanten $\lambda = 0{,}693/29 = 0{,}024$ sec^{-1} zu

$$\mathfrak{N}\lambda = 13600 \cdot 0{,}024 = 326 \text{ Zerfallsakte/sec cm}^3.$$

Die Gesundheitskommissionen haben für Trinkwasser als maximal zulässige Aktivität typischer β- und γ-Strahler 10^{-5} Mikrocuries pro Milliliter (μC/ml) festgesetzt. Da ein Mikrocurie gleich $3{,}7 \cdot 10^4$ Zerfallsakte/sec^{-1} sind, beträgt die oben berechnete O^{19}-Aktivität zu Anfang ungefähr das 100fache der Toleranzdosis. Da sich die Aktivität alle 29 sec um den Faktor 2 reduziert, wird das austretende Wasser in einigen Minuten vollkommen unschädlich.

Ähnliche Probleme existieren bei anderen Kühlmitteln. So wird z. B. Natrium, das in flüssiger Form ein gutes Wärmeübertragungsmittel in Leistungsreaktoren ist, durch Neutronenabsorption in das aktive Na^{24}-Isotop umgewandelt, was die Rezirkulationsprobleme kompliziert.

7.3 *Rekombinationsproblem (Knallgasproblem)*

Ein besonderes Problem, das bei Verwendung von Wasser als Bremssubstanz auftritt, ergibt sich aus der Bildung von Knallgas als Folge der Dissoziation des Wassers durch energiereiche Spaltprodukte. Freigesetzter Wasserstoff und Sauerstoff gelangen an die Wasseroberfläche und können sich bis zu explosiven Konzentrationen ansammeln. Es ist daher eine entsprechende Behandlung des Knallgases vorzunehmen, die eine unbeabsichtigte Explosion verhindert. Verschiedene Behandlungsarten sind möglich: a) Verdünnung des ausströmenden Knallgases in einem genügend großen Luftvolumen, was den Nachteil hat, daß große radioaktive Luftvolumina entstehen; b) kontrollierte Rekombination des Knallgases in einer Verbrennungskammer oder einem Gasmotor; c) Rekombination von H_2 und O_2 in einer Katalysatorkammer. Als beste Methode erscheint die letzte. Eine Skizze der im Raleigh-Reaktor benutzten Apparatur ist in Abb. 55 angegeben. Die Gase werden durch ein Rohr abgepumpt, das mit einem wassergekühlten Mantel versehen ist, um einen Teil des Wasserdampfes und der Spaltprodukte in Dampfform auszukondensieren. Eine Kammer, die mit korrosionsfester Stahlwolle gefüllt ist, entfernt dann bestimmte Stoffe. Wird das übrigbleibende Wasserstoff-Sauerstoff-Gemisch durch eine Katalysatorkammer geleitet, welche kleine Kügelchen aus erwärmtem Platinaluminium (Al_2O_3) enthält, so findet die Rekombination zu Wasserdampf statt. Dieser wird kondensiert und das Wasser in den Reaktor zurückgeleitet. In dem zirkulierenden Gas befinden sich auch die radioaktiven Spaltgase Xenon und Krypton. Diese Elemente sind chemisch inert; daher kann die durch sie entstehende Gefahr nicht anders beseitigt werden, als daß man sie zurückhält, bis sie in stabile Teilchen zerfallen sind. Hinter

der katalytischen Kammer, wo das totale Volumen am kleinsten ist, wird daher mit einer Rate von einigen Kubikzentimetern pro Minute die mit diesen Gasen angereicherte Luft abgesogen. Die Luft wird durch eine Reihe von Behältern geleitet, wie in Abb. 56 gezeigt ist. Nachdem ein ausreichender Zerfall stattgefunden hat, wird die übrigbleibende Luft in einem großen Luftvolumen verdünnt und durch einen hohen Schornstein in die Atmosphäre abgelassen.

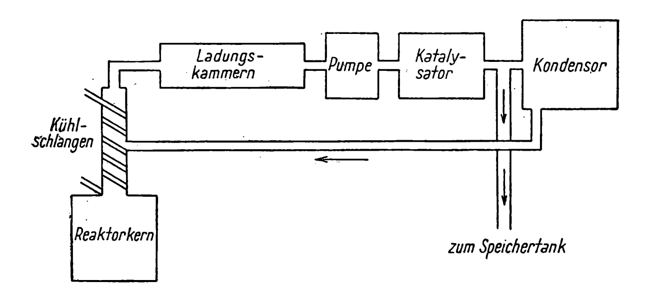


Abb. 55. Rekombinationsanlage für Knallgas

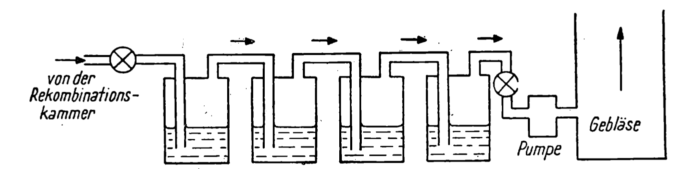


Abb. 56. Speichertanks für gasförmige Spaltprodukte

Das radioaktive Isotop, das die größten Schwierigkeiten beim Water Boiler macht, ist Xe^{133} mit einer Ausbeute von 4,5 % und einer Halbwertzeit von 5,3 Tagen. Es wird durch folgende Reaktionskette gebildet:

$$_{51}Sb^{133} \underset{< 10\,\text{min}}{\rightarrow} {}_{52}Te^{133} \underset{60\,\text{min}}{\rightarrow} {}_{53}J^{133} \underset{22\,\text{Std.}}{\rightarrow} {}_{54}Xe^{133} \underset{5{,}3\,\text{Tage}}{\rightarrow} {}_{55}Cs^{133}.$$

Eine Abschätzung der Anreicherungsrate dieses Gases zeigt, welche Lagerungs- und Beseitigungsprobleme hier auftreten. Der einfachste Fall, den man untersuchen kann, ist ein Reaktor, der zur Zeit $t = 0$ mit einem bestimmten Leistungsniveau zu arbeiten beginnt und bis ins Unendliche stetig weiterarbeitet. Wir nehmen an, daß Jod das effektive Anfangsprodukt ist, da der Zerfall von Antimon und Tellur in Jod sehr schnell vor sich geht. Die Formel für das Anwachsen aus Abschn. 1.5

$$A_1 = N_1 \lambda_1 = g_1 (1 - e^{-\lambda_1 t})$$

kann dazu verwandt werden, die Aktivität des Jods zu einem späteren Zeitpunkt t zu finden. Wir bezeichnen mit Index 1 alle Größen, die mit Jod zusammenhängen. Bei einer Leistung P und einer Ausbeute y wird die Erzeugungsrate

$$g_1\left(\frac{\text{Atome}}{\text{sec}}\right) = P(\text{Watt})\, c\left(\frac{\text{Spaltungen}}{\text{Watt sec}}\right) y\left(\frac{\text{Atome}}{\text{Spaltung}}\right),$$

wo c gleich $3 \cdot 10^{10}$ (Aufgabe 3.2) ist. Wir wählen als Leistung des Water-Boilers 10 kW. Dann wird

$$g_1 = 10000 \cdot 3 \cdot 10^{10} \cdot 0{,}045 = 1{,}35 \cdot 10^{13}\,\text{Atome/sec}.$$

Die Halbwertzeit von J^{133} ist

$$t_H = 22\,\text{Std.} = 7{,}92 \cdot 10^4\,\text{sec},$$

seine Zerfallskonstante also

$$\lambda_1 = \frac{0{,}693}{t_H} = 8{,}75 \cdot 10^{-6}\,\text{sec}^{-1}.$$

Am Ende eines stetigen Betriebes über eine Periode von sechs Stunden ($2{,}16 \cdot 10^4$ sec) — einem mittleren Betriebstag für einen experimentellen Reaktor — beträgt die Aktivität

$$A_1 = 1{,}35 \cdot 10^{13} \cdot \left[1 - e^{-(8{,}75\cdot 10^{-6})(2{,}16\cdot 10^4)}\right]$$

oder

$$A_1 = 2{,}32 \cdot 10^{12}\,\text{Zerfallsakte/sec}\quad (63\,\text{Curie}).$$

Dies ist etwa ein Sechstel des Gleichgewichtswertes, welcher $1{,}35 \cdot 10^{13}$ Zerfallsakte/sec oder 365 Curie beträgt. Die anwesenden Jodatome dienen als Quelle für die Xenonatome, die wiederum zerfallen. Wir bezeichnen mit dem Index 2 die Xenoneigenschaften. Die Anzahl N_2 der Xenonatome während der Betriebsdauer ist eine Lösung der Gleichung

$$\frac{dN_2}{dt} + \lambda_2 N_2 = g_2,$$

wo die Erzeugungsrate g_2 gleich $g_1(1 - e^{-\lambda_1 t})$ ist. Durch Integration, wie in Abschn. 1.5 angegeben, erhält man

$$A_2 = N_2 \lambda_2 = \frac{g_1}{\lambda_2 - \lambda_1}\left[\lambda_2(1 - e^{-\lambda_1 t}) - \lambda_1(1 - e^{-\lambda_2 t})\right].$$

Man entnimmt der Lösung, daß für $t \to \infty$ $A_2 \to g_1$ geht, was bedeutet, daß nach einer langen Zeit die Zerfallsrate des Xenons gleich der ursprünglichen Erzeugungsrate des Isotops der Masse 133 ist. Die Halbwertzeit von Xe^{133} ist

$$t_H = 5{,}3\,\text{Tage} = 4{,}58 \cdot 10^5\,\text{sec}.$$

Daher wird

$$\lambda_2 = \frac{0,693}{4,58 \cdot 10^5} = 1,5 \cdot 10^{-6}\,\mathrm{sec}^{-1}.$$

Setzt man die bekannten Zahlen ein, so erhält man für die Xenonaktivität nach sechs Stunden

$$A_2 = 1,1 \text{ Curie.}$$

Wenn der Reaktor in den restlichen achtzehn Stunden des Tages nicht in Betrieb genommen wird, zerfällt das Xenon, das Jod wandelt sich jedoch weiter in Xenon um. Die Wiederholung dieses Zyklus über mehrere Tage führt zum Aufbau der Jod- und Xenonkonzentration bis auf einen asymptotischen Wert. Man kann zeigen, daß, wenn der Reaktor immer abwechselnd während der Zeit τ eingeschaltet und während der Zeit $(c - 1)\ \tau$ ausgeschaltet ist, die maximale Jodaktivität gegeben ist durch den Bruchteil $(1 - e^{-\lambda_1 \tau})/(1 - e^{-c\lambda_1 \tau})$ des Wertes bei ununterbrochenem Betrieb. Abb. 57 zeigt den allgemeinen Verlauf der Jodaktivität als Funktion der Zeit im Gleichgewichtsfall. Die Xenonaktivität bleibt im wesentlichen konstant. Bei unserem Problem ist dieser Bruchteil gleich 0,324, was eine Gleichgewichtsaktivität des Jods von 118 C ergibt. Die Xenonausbeute, die man aus dieser Substanzmenge für eine Periode von einem Tag ausrechnet, liegt bei 11 C.

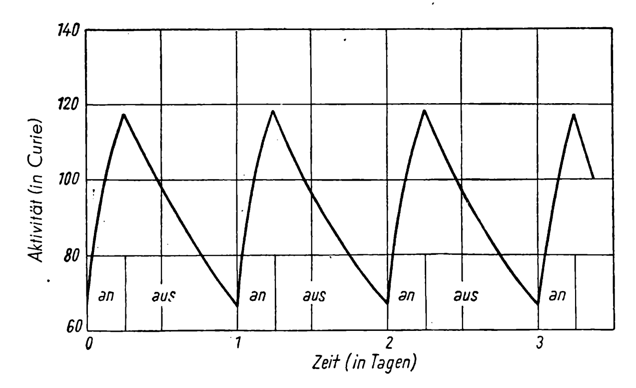


Abb. 57. Gleichgewichtsaktivität von Jod in einem 10-kW-Reaktor

7.4 *Thermische Selbstregulierung des „Water-Boilers“*

Beim Entwurf eines jeden Reaktors muß besondere Sorgfalt auf die Berücksichtigung der Temperatureffekte und ihre Einwirkung auf den Vermehrungsfaktor verwandt werden. Wenn k_{eff} mit wachsender Temperatur steigen würde, würde eine kleine Schwankung, die zu einem geringen Anwachsen der Neutronendichte führt, die Spaltungsrate und damit die Temperatur (T) erhöhen, und der Reaktor würde „durchgehen“.

Der Water-Boiler hat einen *negativen Temperaturkoeffizienten*, d. h., wenn T wächst, wird k_{eff} kleiner. Mathematisch: $k_{eff} = 1 + \alpha T$, wo $dk_{eff}/dT = \alpha$ eine *negative* Zahl ist. Die Ableitung dk_{eff}/dT ist von Natur aus negativ, und zwar aus verschiedenen Gründen, von denen einer die Ausdehnung der Flüssigkeit ist. Wenn sich die Flüssigkeit ausdehnt, wachsen die Zwischenräume, durch welche die Neutronen hindurchschlüpfen können, ohne abgebremst zu werden oder eine Spaltung zu verursachen. Eine teilweise Kompensation dieses Effektes entsteht durch das Anwachsen des Gesamtvolumens, das den Austritt der Neutronen verringert, aber das Nettoergebnis besteht in einer Verkleinerung des effektiven Vermehrungsfaktors.

Wir können die Wirkung der Ausdehnung auf den Wert von k durch folgende vereinfachende Betrachtung abschätzen. Wir nehmen zunächst an, daß die Produkte $K^2\tau$ und K^2L^2 in der Formel für den Neutronenverlust (Abschn. 6.3) klein sind gegen 1. Unter dieser Bedingung kann man den effektiven Vermehrungsfaktor näherungsweise schreiben:

$$k_{eff} = \frac{k_\infty}{1 + K^2M^2},$$

wo $M^2 = L^2 + \tau$ ist. Im Folgenden lassen wir den Index bei k_{eff} fort und schreiben einfach k. Die Ableitung von k nach der Temperatur wird

$$\frac{dk}{dT} = \frac{-k_\infty}{(1 + K^2M^2)^2} \cdot \frac{d(K^2M^2)}{dT}.$$

Für die Temperaturabhängigkeit von K^2M^2 gilt folgendes. Die charakteristischen Längen L oder $\sqrt{\tau}$ sind umgekehrt proportional zur Anzahl der Teilchen in der Volumeneinheit und daher bei konstantgehaltener Materialmenge proportional zum Volumen. Daher wird $M^2 \sim V^2$. Für eine Kugel vom Radius R ist z. B. $K^2 = (\pi/R)^2$, d. h., K^2 ist proportional zu $V^{-2/3}$. Daher wird $K^2M^2 \sim V^{4/3}$. Ohne die Proportionalitätskonstante zu kennen, kann man demnach schreiben:

$$\frac{\frac{d}{dT}K^2M^2}{K^2M^2} = \frac{\frac{d}{dT}V^{4/3}}{V^{4/3}} = \frac{4}{3V} \cdot \frac{dV}{dT}.$$

Nun setzen wir $K^2M^2 = (k_\infty/k) - 1$ ein und erhalten so die relative Änderung von k pro Grad Temperaturänderung

$$\frac{1}{k} \cdot \frac{dk}{dT} = -\frac{4}{3}\left(1 - \frac{k}{k_\infty}\right)\frac{1}{V} \cdot \frac{dV}{dT}.$$

Unter Benutzung dieser Formel wollen wir den Temperatureffekt des Water-Boilers bei Zimmertemperatur (20° C) abschätzen. Wir nehmen an, daß die

Anwesenheit von Uran die Ausdehnungskoeffizienten des Wassers[1]) nicht verändert.

$$V_T = V_0(1 + \alpha T + \beta T^2 + \gamma T^3),$$

$$\alpha = -0{,}06427 \cdot 10^{-3},$$

$$\beta = 8{,}5053 \cdot 10^{-6},$$

$$\gamma = -6{,}7900 \cdot 10^{-8}.$$

Die Ableitung von V_T nach der Temperatur ist

$$\frac{dV_T}{dT} = V_0(\alpha + 2\beta T + 3\gamma T^2),$$

also

$$\frac{1}{V} \cdot \frac{dV}{dT} = \frac{\alpha + 2\beta T + 3\gamma T^2}{1 + \alpha T + \beta T^2 + \gamma T^3}.$$

Setzt man die Konstanten und den Temperaturwert ein, so findet man

$$\frac{1}{V} \cdot \frac{dV}{dT} = +1{,}95 \cdot 10^{-4}\,{}^\circ\mathrm{C}^{-1}.$$

Mit $k_\infty = 1{,}68$ und $k = 1$ ergibt sich

$$\frac{dk}{dT} = -1{,}05 \cdot 10^{-4}\,{}^\circ\mathrm{C}^{-1}.$$

Mit wachsender Temperatur wächst der effektive Ausdehnungskoeffizient und damit auch der Betrag des negativen Temperaturkoeffizienten. Dies stimmt sehr gut mit dem wirklich gemessenen Wert des Temperaturkoeffizienten des Water-Boilers, nämlich $2 \cdot 10^{-4}\,{}^\circ\mathrm{C}^{-1}$, überein.

Eine vollständige Analyse des Problems der Temperaturabhängigkeit von k muß jedoch auch Blasenbildungen, Absorptionsänderungen und andere Faktoren berücksichtigen.

Wendet man die analogen Überlegungen auf den Fall an, daß ein Kugelvolumen dadurch vergrößert wird, daß man mehr Lösung hinzutut, so kann man zeigen, daß die relative Reaktivitätsänderung als Funktion der Masse gegeben ist durch

$$\frac{1}{k} \cdot \frac{dk}{dm} = \frac{2}{3m}\left(1 - \frac{k}{k_\infty}\right).$$

---

[1]) Siehe z. B. *Handbook of Chemistry and Physics.*

7.5 *Kontroll- und Sicherheitsstäbe*

Neutronenfluß und Leistungsniveau des Reaktors werden durch Verstellung der *Kontroll*stäbe reguliert. Diese bestehen aus Hohlzylindern, welche zum Teil mit einer stark Neutronen absorbierenden Substanz, wie z. B. Bor, gefüllt sind. Die Kontrollstäbe verringern oder erhöhen den effektiven Vermehrungsfaktor je nachdem, wie weit sie in das Reaktorvolumen eingeschoben oder aus ihm herausgezogen sind. Im Fall des Water-Boilers wird als Kontrollstab ein Rohr von 1,56 cm Durchmesser mit einer 30 cm langen Füllung aus gesintertem Borkarbid benutzt, das an eine senkrechte Achse montiert ist, wie Abb. 58 zeigt. Der Kontrollstab kann in einer Scheide, die den Stab führt und zugleich gegen die chemisch aktive Lösung schützt, auf- und abwärts gefahren werden. Ein gewöhnlicher Motor mit Untersetzungsgetriebe wird zur manuellen oder automatischen Bedienung benutzt; für den Fall, daß ein plötzliches Einführen erforderlich wird, kann der Strom für den Haltemagneten unterbrochen werden, so daß der Kontrollstab herunterfällt. Der Raleigh-Reaktor hat zwei derartige Einrichtungen, von denen die eine zur Regelung und die andere als Sicherheitsstab benutzt werden. Steigt die Neutronendichte über einen bestimmten Wert an, so verursacht ein elektrisches Signal das Einfahren des Sicherheitsstabes, und die Reaktion wird gedrosselt.

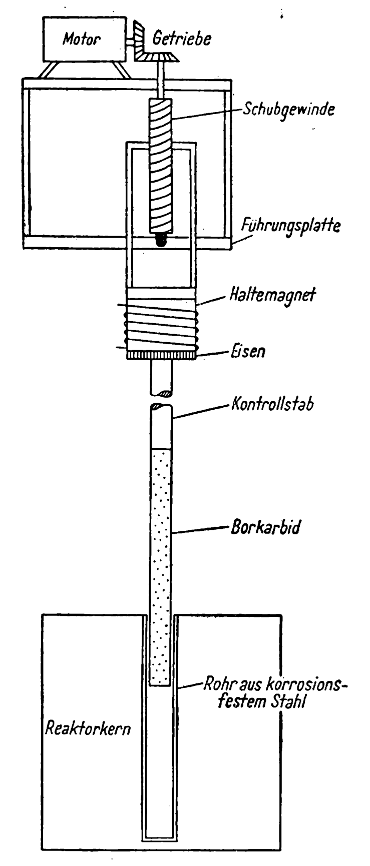


Abb. 58. Antrieb eines Kontrollstabes

Die physikalischen Prozesse, die durch einen Kontrollstab hervorgerufen werden, können in folgender Weise veranschaulicht werden. Wenn ein thermisches Neutron während seiner Diffusion durch den Reaktorkern in das absorbierende Bor eintritt, ist die Wahrscheinlichkeit, daß es wieder austritt, nahezu null. Mathematisch ausgedrückt ist die Wahrscheinlichkeit, eine Strecke x ohne Absorption zurückzulegen, gegeben durch $e^{-\Sigma x}$, wo Σ der makroskopische Absorptionsquerschnitt ist. Da der makroskopische Wirkungsquerschnitt von Bor gleich 104 cm^{-1} ist (Abschn. 2.5), ist $e^{-\Sigma x}$ bereits für eine Dicke x von einigen Millimetern klein. Für alle praktischen Fälle ist Bor „schwarz“, d. h., es ist ein vollständiger Absorber für thermische Neutronen.

Dies ist die gleiche Situation wie bei einem Reaktor ohne Reflektor, wo alle Neutronen, die durch die Oberfläche hindurchtreten, verlorengehen. Daher sind an den Begrenzungen des Absorbers Neutronenfluß und -dichte effektiv gleich null, wie dies in Abb. 59 skizziert ist. Bei Einführung des Stabes wird

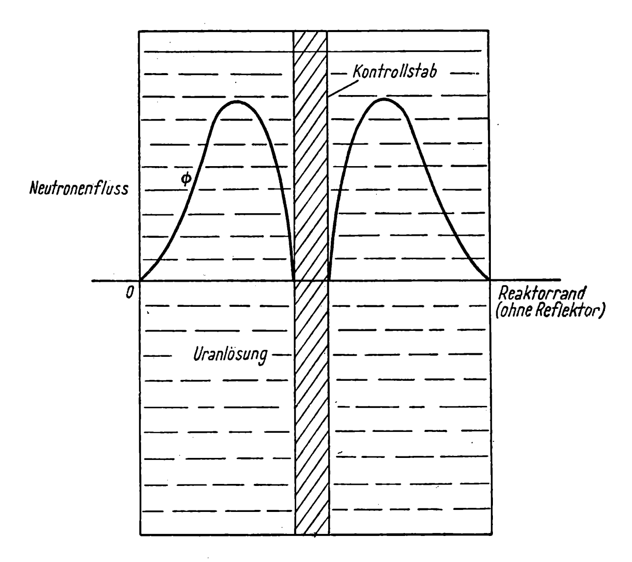


Abb. 59. Verteilung des Neutronenflusses bei eingeschobenem Kontrollstab

der mittlere Fluß verringert, und das Leistungsniveau sinkt dementsprechend mit herab. Man kann folgende Frage stellen: Warum fällt bei dem genannten Prozeß das Leistungsniveau nicht auf *null*, da doch der effektive Vermehrungsfaktor vor Einbringung des Stabes gleich 1 war? Die Antwort liegt in dem Umstand, daß Temperatur- und Kontrollstabeffekte zusammen betrachtet werden müssen. Nehmen wir an, der Reaktor werde auf einem Leistungsniveau von 10 kW betrieben und k sei genau gleich 1,00. Die Temperatur der Lösung betrage 80° C. Der Stab werde etwa 3 cm weit eingeführt. Dadurch ergibt sich für k die Tendenz, abzunehmen, da die Neutronendichte exponentiell mit der Zeit abnimmt. Die erzeugte Wärme wird dann jedoch auch kleiner, so daß die Temperatur des Reaktorkerns fällt. Infolge des negativen Temperaturkoeffizienten von k bedeutet dies ein Zunehmen von k, so daß im Endeffekt die Wirkung des Kontrollstabes auf den Wert von k mehr oder minder kompensiert wird. Wenn natürlich der Stab vollständig eingeführt wird, kann die Verringerung von k unter 1 nicht durch Temperatureffekte ausgeglichen werden, zumal in jedem Fall das Kühlwasser eine untere Temperaturgrenze setzt. Die soeben diskutierte Abhängigkeit ist quantitativ in Abb. 60 dargestellt. Der Grund für die S-Form der Leistungskurve liegt darin, daß die Wirkung des

Stabes auf den Neutronenfluß zunächst gering ist, weil der Neutronenfluß in der äußeren Zone ohnehin sehr niedrig ist; dann aber um so stärker wird, je mehr der Kontrollstab ins Innere der aktiven Zone eindringt. Wenn dann schließlich der Stab hinreichend tief in den Reaktorkern eingedrungen ist, hat wiederum eine zusätzliche Abwärtsbewegung nur noch einen geringen Einfluß auf den Neutronenfluß.

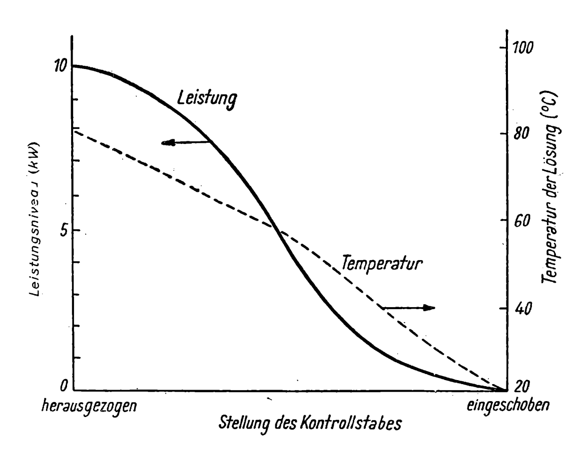


Abb. 60. Beziehung zwischen Leistungsniveau, Lösungstemperatur und Stellung des Kontrollstabes bei langsamer Stabbewegung

Die tatsächliche Einwirkung eines Kontrollstabes auf den Neutronenfluß wird am besten durch Messungen untersucht, insbesondere in Fällen, wo der Stab unsymmetrisch zum Reaktorkern angebracht ist. Zum besseren Verständnis der dabei auftretenden Effekte ist es jedoch zweckmäßig, hier eine idealisierte Anordnung zu untersuchen. Wir betrachten einen kugelförmigen homogenen Reaktor mit reiner U^{235}-Lösung ohne Reflektor mit Wasser als Bremsmaterial. Wir fragen danach, welchen Einfluß die Einführung eines kugelförmigen Absorbers auf die kritische Masse hat. Eine rohe Abschätzung der ursprünglichen kritischen Größe erhält man durch Anwendung der Prinzipien von Kap. VI; allerdings ist diese einfache Theorie am ungenauesten für ein Leichtwassersystem. Für den Fall eines kugelförmigen Reaktors ohne Reflektor, der eine wäßrige Lösung von reinem U^{235} mit einem Atomzahlverhältnis von $N_H/N_{U^{235}} = 500$ enthält, ist $k_\infty = 1{,}68$. Der kritische Radius berechnet sich zu fast 24 cm und die kritische Masse zu 5 kg. (Dieser Radius liegt um etwa 20% höher als die experimentellen Werte, aber das Ergebnis kann für Näherungsrechnungen verwandt werden.) Für den thermischen Neutronenfluß in der Kugel gilt die Verteilungsformel $\Phi = \Phi_c (\sin Kr)/Kr$, wo Φ_c der Flußwert im Mittelpunkt und $K = \pi/R$ sind. Wir nehmen nun an, daß eine Kadmium- oder Borkugel vom Radius a in

die Mitte des Reaktorkerns gesetzt wird. In der Nähe der Kugel wird der Neutronenfluß absorbiert, und der Wert von k fällt unterhalb 1. Wir können dann die Kettenreaktion wieder in Gang bringen, indem wir U^{235} hinzufügen, oder aber — wie im folgenden angenommen — den Reaktorkern unter Beibehaltung der chemischen Konzentration des Spaltmaterials vergrößern. In diesem neuen kritischen Reaktor hat der Fluß dann folgende Verteilung:

$$\Phi \sim \frac{\sin K(r-a)}{Kr},$$

da der Fluß an der Oberfläche der absorbierenden Kugel $(r - a)$ gegen null geht. Außerdem muß der Fluß auch beim neuen kritischen Radius R_1 gegen null gehen, d. h., $K(R_1 - a)$ muß gleich π sein. Da die Zusammensetzung der Lösung unverändert ist, hat K nach wie vor den Wert π/R. Daher erhalten wir folgende Beziehung zwischen dem alten und dem neuen kritischen Radius:

$$R_1 = R + a.$$

In Worten ausgedrückt heißt dies: Die Hinzufügung einer äußeren Kugelschale der Dicke a mit gleichem Spaltmaterial kompensiert gerade die Anwesenheit der absorbierenden Kugel im Zentrum. Bei strenger Ableitung ergibt sich statt a der Wert $a' = a - 0{,}71\lambda_t$, wo λ_t die mittlere Transportweglänge für das Material des Reaktorkerns ist; der Neutronenfluß wird nämlich erst etwas innerhalb der geometrischen Oberfläche des Absorbers exakt null. Das Verhältnis der aktiven Massen im Reaktor mit und ohne Kontrollkugel ist

$$\frac{m_1}{m} = \left(\frac{R_1}{R}\right)^3 = \left(1 + \frac{a'}{R}\right)^3 \simeq 1 + \frac{3a'}{R}.$$

Demnach ist die relative Massenzunahme

$$\frac{dm}{m} \simeq \frac{3a'}{R}.$$

Wie in Abschn. 7.4 gezeigt wurde, gilt für die Änderung von k als Funktion der Massenänderung

$$\frac{dk}{k} = \frac{2}{3}\frac{dm}{m}\left(1 - \frac{k}{k_\infty}\right).$$

Mit obigem Wert für die Massenänderung ergibt dies

$$\frac{dk}{k} = \frac{2a'}{R}\left(1 - \frac{k}{k_\infty}\right).$$

Als numerisches Beispiel diene eine Kadmiumkugel von 2,54 cm Durchmesser. Wenn wir für Wasser $\lambda_t = 0{,}5$ cm annehmen, finden wir $a' = 1{,}27 - 0{,}35 = 0{,}92$ cm. Damit wird

$$\frac{dk}{k} = \frac{2 \cdot 0{,}92}{24}\left(1 - \frac{1}{1{,}68}\right) = 0{,}031.$$

Ein plötzliches Entfernen der Kontrollkugel ergäbe also ein Anwachsen des Vermehrungsfaktors um 3,1 %.

Zum Schluß sei noch einmal darauf hingewiesen, daß Rechnungen wie die oben durchgeführten nur zur qualitativen Abschätzung der Regelungswirkungen dienen können.

7.6 *Swimmingpool-Reaktor*

Ein heterogener Reaktor, bei dem jedoch das aktive Material nahezu gleichförmig mit dem Bremsmaterial vermischt ist, ist der sogenannte

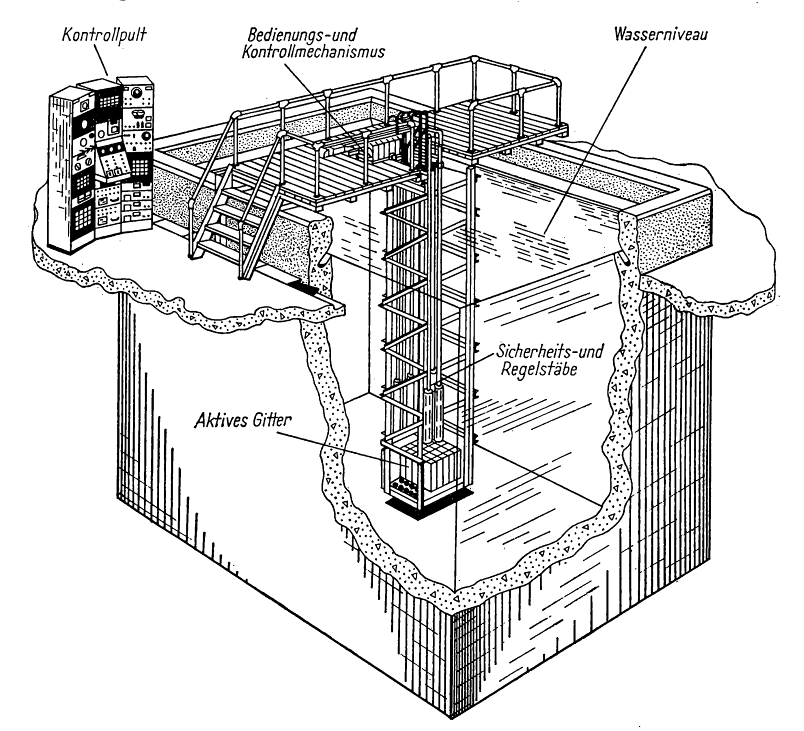


Abb. 61. Swimmingpool-Reaktor. [Aus W. M. BREAZEALE, *The ‚Swimming Pool‘ — A Low Cost Research Reactor*, Nucleonics, November 1952. Copyright 1952 by McGraw-Hill Publishing Co., Inc.]

„Swimmingpool"-Reaktor. In genialer Weise wird hier dasselbe Wasser in dreifacher Funktion verwendet: als Moderator, als Kühlmittel und als Abschirmung. Die Konstruktion ist von bemerkenswerter Einfachheit: Ein Gitter aus Brennstoffelementen taucht in ein großes Wasserbassin ein (Abb. 61). Die Konvektion in diesem Wassertank sorgt für die notwendige Kühlung. Jede Platte enthält zwischen 30 und 40 g U^{235} (Anreicherungsgrad 90 %) in Form einer Uran-Aluminium-Legierung, die in Aluminium eingebettet ist; die Platten haben eine Größe von 7,50 cm × 60 cm. Je fünf Platten mit einem Plattenabstand von 1,27 cm bilden ein „Element", das an einer Sockelfassung am Boden des Wassertanks befestigt ist. Die Gesamtmasse des U^{235} liegt zwischen 2,4 und 3,5 kg, je nachdem ob ein BEPO-Reflektor verwendet wird oder nicht und je nach Anzahl und Größe der Experimentierkanäle. Mit diesem Reaktor können ein thermischer Neutronenfluß von $5{,}8 \cdot 10^{11}$ cm^{-2} sec^{-1} und eine Leistung von 100 kW erreicht werden. Einer der wichtigsten Vorzüge des Swimmingpool-Typs besteht darin, daß die Spaltprodukte innerhalb der „Brennelemente" verbleiben. Im Fall, daß eine Platte bricht und das Wasser radioaktiv verseucht, wird das Wasser abgelassen und der Tank neu gefüllt. Das Leistungsniveau von Reaktoren vom Swimmingpool-Typ erscheint nur durch die Geschwindigkeit begrenzt, mit der die erzeugte Wärme von dem Kühlwasser abgeleitet wird. Die konvektive Kühlung kann vermutlich durch eine erzwungene Zirkulationskühlung ersetzt werden. Das Kühlmittel ist hier in besserem Kontakt mit dem Spaltmaterial als beim Water-Boiler, und auch die Strecke, über die Spaltwärme abtransportiert werden muß, ist sehr viel kleiner. Allerdings ist der Water-Boiler etwas anpassungsfähiger hinsichtlich der Erhöhung der Leistung.

Aufgaben

7.1 Man bestimme aus den folgenden Daten über eine Uranylsulfatlösung und die Molekulargewichte den Wert des Atomzahlverhältnisses N_H/N_U; Gewicht von einem Liter Lösung 1200 g, Dichte der Lösung bei 25° C $0{,}9970 \cdot 0{,}01352\, K$, wo K die Zahl der Gramm Uran pro 100 cm³ Lösung ist.

7.2 Man schätze die Aktivität des Cl^{38} (Halbwertzeit 38,5 min) ab, welche in einem Kubikzentimeter des Reaktorkühlwassers induziert wird, falls dieses einen Chlorgehalt von $5 \cdot 10^{-6}$ (Atome pro Wassermolekül) hat. Man benutze die Angaben des Abschn. 7.2. σ_a beträgt für Cl^{37} 0,6 barn, die relative Häufigkeit von Cl^{37} beträgt 24,6 %.

7.3 Wie lange muß das Wasser (Aufg. 7.2) zurückgehalten werden, um die Chloraktivität auf 10^{-5} μC/cm³ zu reduzieren?

7.4 Wie groß muß der Vorratstank sein, um die Aktivität auf 10^{-5} μC/cm³ zu halten, wenn man einen ständigen Durchfluß annimmt?

7.5 Man bestimme die Aktivität infolge der Anwesenheit des stabilen Isotops Mg^{26} bei einem Mg-Gehalt von 10 ‰ (t_H für Mg^{27} ist 10 min).

7.6 Man bestimme die Aktivität des Spaltgases Kr^{85} (Halbwertzeit 4,5 Std.), die nach einem sechsstündigen Reaktorbetrieb bei einem Leistungsniveau von 10 kW vorhanden ist. Wie lange muß diese Anreicherung zurückgehalten werden, um die Aktivität auf 0,01 C zu reduzieren?

7.7 Für einen homogenen Graphitreaktor mit angereichertem Uran sei $k_\infty = 1{,}25$. Wie verhält sich sein Temperaturkoeffizient zu dem eines Water-Boilers? Der *lineare* Ausdehnungskoeffizient des Graphits ist $7{,}86 \cdot 10^{-6}\,{}^\circ\mathrm{C}^{-1}$.

7.8 Für den in Abschn. 7.4 behandelten Reaktor schätze man die absolute Änderung von k ab, die bei einem Temperaturanstieg von 20°C auf 30°C eintritt. *Hinweis*: Man integriere die Formel für dk/dT.

7.9 Man begründe die Formel

$$\frac{dk}{k} = \frac{2}{3} \cdot \frac{dm}{m}\left(1 - \frac{k}{k_\infty}\right).$$

7.10 Wieviel U^{235} muß hinzugefügt werden, um den Multiplikationsfaktor eines homogenen Wasserreaktors um 0,76% zu erhöhen? Es sei anfänglich $m = 20$ kg, $k_\infty = 1{,}6$.

7.11 Es ist geplant, in einer chemischen Aufbereitungsanlage einen kleinen zylindrischen Vorratsbehälter von 60 cm Durchmesser für eine verdünnte U^{235}-Lösung zu installieren. Wie groß muß ein koaxial anzubringendes Kadmiumrohr sein, um das System selbst bei einer Konzentration von 3 Gewichtsprozenten U^{235} sicher zu machen? *Hinweis*: Siehe Formel für die Flußverteilung in einem Zylinder, Abschn. 6.4.

7.12 Ein anderer Behälter für die Aufbewahrung der in Aufg. 7.11 genannten Lösung sei ein breiter, flacher, rechteckiger Tank. Welche maximale Höhe ist für den Tank zu empfehlen? Man diskutiere die möglichen Anwendungen eines solchen Behälters für einen homogenen Reaktor.

7.13 Man berechne die Schichtdicken von B^{10}, B und Cd, welche einen einfallenden Strom thermischer Neutronen auf 0,01 seines Wertes an der Oberfläche reduzieren. Kann man aus der Form der Kurven für den Wirkungsquerschnitt (Abb. 19) schließen, warum Bor gegenüber Kadmium bei der Verwendung als Kontrollstab vorzuziehen ist?

7.14 Die Kernreaktionen, welche in Kadmium und Bor durch Neutronenabsorption hervorgerufen werden, sind

$$\begin{aligned} {}_{48}\mathrm{Cd}^{113} + {}_0n^1 &\rightarrow {}_{48}\mathrm{Cd}^{114} + \gamma, \\ {}_5\mathrm{B}^{10} + {}_0n^1 &\rightarrow {}_3\mathrm{Li}^7 + {}_2\mathrm{He}^4. \end{aligned}$$

Man erkläre, warum eine Borabschirmung (Abschn. 7.1 und Abb. 53) vorzuziehen ist, auch wenn man einen Kadmiumschutz äquivalenter Absorptionsdicke einbauen könnte.

7.15 Man schätze den thermischen Ausnutzungsfaktor für den Kern eines Swimmingpool-Reaktors mit Hilfe folgender Daten ab:

Al/H_2O Volumenverhältnis $= 0{,}3$,
U^{235}-Masse $= 3$ kg (90% angereichert),
Kerndimensionen $= 30\text{ cm} \times 30\text{ cm} \times 60\text{ cm}$,
Anzahl der Platten $= 5$ pro „Element",
Anzahl der Elemente $= 16$.

Wie groß ist das Verhältnis $\dfrac{N_\mathrm{H}}{N_{235}}$?

Literatur

Los Alamos Scientific Laboratory Reports and Papers:

BAKER, C. P., H. K. DAGHLAN, G. FRIEDLANDER, M. G. HOLLOWAY, D. W. KERST und R. E. SCHREIBER, *Water Boiler*, AECD-3063, 4. September 1944 (Beschreibung des LOPO-Reaktors).

BENTZEN, F. L., R. E. CARTER, J. HINTON, L. D. P. KING, J. G. NEVENZEL, R. E. SCHREIBER, J. W. STARNER und P. H. WATKINS, *High-Power Water Boiler*, AECD-3065, 19. September 1945.

An Enriched Homogeneous Nuclear Reactor, Rev. Sci. Inst. *22*, 489, 1951.

KING, L. D. P., *The Los Alamos Homogeneous Reactor*, SUPO Model, LA-1301, 7. Februar 1952.

HOFFMAN, F. DE, *Criticality of the Water Boiler and Effective Number of Delayed Neutrons*, AECD-3051, 8. Dezember 1944.

HINTON, J., *Dependence of Reactivity of the Water Boiler on the Mass of 25 in the Sphere.* AECD-2956, 27. Dezember 1945.

KING, L. D. P., und R. E. SCHREIBER, *Distribution and Power Measurements in the Water Boiler*, AECD-3054, 19. Oktober 1944.

BUNKER, M. E., R. P. HAMMOND, L. D. P. KING, J. A. LEARY und W. R. WYKOFF, *The Recombination System of the Los Alamos Homogeneous Reactor*, LA-1337, 6. März 1952.

North Carolina State College Reports and Papers:

BECK, C. K., A. C. MENIUS, G. N. WEBB, A. W. WALTNER, P. B. LEONARD, E. H. STINSON und J. D. PAULSON, *Program Administration and Installation Design of the Nuclear Reactor Project at North Carolina State College*, ORO-33, 5. Juli 1950.

BECK, C. K., *Nuclear Reactor Project at North Carolina State College*, Nucleonics, Dezember 1950, S. 5.

BECK, C. K., A. C. MENIUS, R. L. MURRAY, N. UNDERWOOD, A. W. WALTNER und G. N. WEBB, *Further Design Features of the Nuclear Reactor at North Carolina State College*, AECU-1986. Januar 1952.

MURRAY, R. L., *Storage of Radioactive Gases from Reactor Operation*, Nucleonics, Dezember 1952, S. 52.

Oak Ridge National Laboratory:

BREAZEALE, W. M., *The „Swimming Pool", a Low Cost Research Reactor*, Nucleonics, November 1952, S. 56.

KAPITEL VIII

START UND BETRIEB EINES REAKTORS

Die mathematische Behandlung der Reaktorregelung, die im vorherigen Kapitel gegeben wurde, beruht auf der unausgesprochenen Voraussetzung, daß die Bewegung der Kontrollstäbe und folglich alle übrigen Änderungen im Reaktor beliebig langsam vor sich gehen, so daß Neutronenabsorption und -erzeugung in jedem Augenblick miteinander im Gleichgewicht sind. Würde jedoch ein Kontrollstab plötzlich herausgezogen, so wäre das Gleichgewicht gestört, die Neutronen vervielfachten sich schneller und das Leistungsniveau stiege plötzlich an. In diesem Kapitel soll daher das nichtstationäre Verhalten des Reaktors untersucht werden, das mit einer plötzlichen Änderung von k verknüpft ist.

8.1 *Nichtstationärer Reaktor*

Beim Entwurf eines Reaktors muß große Sorgfalt darauf verwandt werden, daß der effektive Vermehrungsfaktor k sehr nahe am kritischen[1]) Wert liegt mit einem Überschuß, der gerade ausreicht, um die allmähliche Abnahme an Kernbrennstoff, die Temperatureffekte und die Vergiftungen kompensieren zu können. Der Überschuß, $k - 1$, wird mit δk bezeichnet und „*Überschußreaktivität*" (oder „Reaktivität") genannt. Falls genaueste Berechnungen für k den Wert 1 vorhersagen, muß man beim Aufbau und Start des Reaktors mit größter Vorsicht vorgehen. Wie nötig dies ist, begreift man erst, wenn man das zeitabhängige Verhalten eines Reaktors betrachtet. Zunächst wählen wir den Fall, daß k sehr viel größer als 1 ist. Da k die Anzahl der Neutronen ist, die sich aus einem anfänglichen Neutron nach einem Zyklus ergeben haben, so ist $k - 1 = \delta k$ die Anzahl der zusätzlichen Neutronen pro Zyklus und pro *Startneutron*. Bei n Neutronen beträgt der Neutronengewinn pro Zyklus $n\delta k$. Wenn wir die *Periode* des *Zyklus*, d. h. die Lebensdauer der Neutronen, mit l (sec) bezeichnen, so ist die Ausbeute an Neutronen pro Sekunde gleich $n\delta k/l$. Die Geschwindigkeit, mit der sich die Anzahl der Neutronen ändert, ist also

$$\frac{dn}{dt} = \frac{n\delta k}{l}.$$

---

[1]) Der Ausdruck „kritisch" bezieht sich auf eine Anordnung mit $k = 1$. Wenn k kleiner ist, heißt das System „unterkritisch"; wenn k größer ist, wird es „überkritisch" genannt.

Wenn zur Zeit $t = 0$ gerade n_0 Neutronen vorhanden waren, dann sind es zur Zeit t

$$n = n_0 e^{\frac{\delta k}{l} t},$$

falls δk sich nicht selbst geändert hat. Unter Vernachlässigung der Bremsdauer kann die Lebensdauer aus der thermischen Geschwindigkeit v und der mittleren Absorptionsweglänge $\lambda_a = 1/\Sigma_a$ berechnet werden (Abschn. 2.7):

$$l = \frac{\lambda_a}{v} = \frac{1}{v \Sigma_a}.$$

Nehmen wir als mittlere freie Absorptionsweglänge $\lambda_a = 40$ cm, so wird mit $v = 2200$ m/sec $l \simeq 2 \cdot 10^{-4}$ sec. Daraus kann man ersehen, wie schnell das Neutronenniveau selbst für eine Überschußreaktivität von nur 0,01 (1 %) ansteigt:

$$\frac{n}{n_0} = e^{\left(\frac{0,01}{2 \cdot 10^{-4}}\right) t} = e^{50t}.$$

Nach 0,01 sec ist n/n_0 auf den Wert $e^{0,5} = 1,65$ angestiegen; nach 0,1 sec bereits auf den Wert $e^5 = 148$, und nach 1 sec hat n/n_0 den astronomischen Wert $e^{50} = 5 \cdot 10^{21}$ erreicht. Im Fall eines Water-Boilers setzen rechtzeitig Temperatur- und Blasenbildungseffekte ein und verhindern das „Durchgehen" des Reaktors, aber bei anderen Reaktortypen muß bei dem schnellen exponentiellen Anstieg mit der Möglichkeit einer explosiven Kettenreaktion gerechnet werden.

Ein anderer Ausdruck für n/n_0, der ebenfalls gebräuchlich ist, benutzt die sogenannte *Reaktorperiode* $T = l/\delta k$ (manchmal auch Relaxationszeit genannt):

$$\frac{n}{n_0} = e^{\frac{t}{T}}.$$

T wird manchmal auch die „Ver-e-fachungszeit" genannt, was bedeuten soll, daß innerhalb von je T Sekunden der Wert von n/n_0 um den Faktor $e = 2,718$ steigt. Beim obigen Beispiel ist T gleich 0,02 sec.

Tabelle 9

Daten für verzögerte Neutronen

Emitter i	Halbwertzeit $(t_H)_i$ (sec)	Energie (MeV)	Ausbeute β_i	Mittlere Lebensdauer τ_i (sec)
1	0,05	...	0,00025	0,07
2	0,43	420	0,00085	0,62
3	1,52	620	0,00241	2,19
4	4,51	430	0,00213	6,52
5	22,0	560	0,00166	31,7
6	55,6	250	0,00025	80,3
			$\beta = 0,00755$	$\bar{\tau} = 12,2$

(mit den entsprechenden Gewichten berechneter Mittelwert)

Die eben gemachten Abschätzungen berücksichtigen nicht den Effekt der „verzögerten" Neutronen. Ungefähr 0,755 % der Spaltneutronen werden nicht von dem sich spaltenden Kern, sondern von den radioaktiven Spaltprodukten emittiert, und zwar nicht sofort und auch nicht gleichzeitig, sondern mit einer mehr oder minder langen statistisch verteilten Verzögerung. Die Halbwertzeiten der in Betracht kommenden Neutronenemitter sind bekannt; sie liegen, wie Tab. 9 zeigt, zwischen 0,05 und 55,6 sec; als mittlere Halbwertzeit ergibt sich etwa 8,5 sec. Für Werte von δk unterhalb von 0,755 % stellt offensichtlich diese mittlere Halbwertzeit und nicht die Zeit zwischen Thermischwerden und Absorption den entscheidenden Faktor dar, der die Dauer eines Zyklus bestimmt. Solange $\delta k < 0{,}00755$ ist, steigt der Neutronenfluß verhältnismäßig langsam an. Der Reaktor befindet sich dann im „verzögert-kritischen" Zustand. Wenn jedoch $\delta k > 0{,}00755$ wird, ergibt sich das gefährliche Ansteigen, das oben beschrieben wurde, und der Reaktor wird als „prompt-kritisch" bezeichnet, da dann die Vermehrung auf Neutronen beruht, die sofort bei der Spaltung und nicht verzögert emittiert werden. Die Gefahr, die mit diesem Bereich verbunden ist, hängt von der Lebensdauer der Neutronen ab. Eine Atombombe muß sehr stark „prompt-kritisch" sein, um eine große Wirkung zu haben; in einem Uran-Graphit-Reaktor müssen jedoch alle Anstrengungen gemacht werden, um einen solchen Zustand zu vermeiden; der Water-Boiler hat glücklicherweise die „eingebaute" Sicherheit eines negativen Temperaturkoeffizienten der Reaktivität, wodurch die Gefahr des „Durchgehens" auf ein kurzfristiges, weil sofort gedämpftes „Aufflackern" reduziert wird.

Wir kommen nun zur mathematischen Behandlung der mit den verzögerten Neutronen zusammenhängenden Effekte. Ein Reaktor mit kleinem δk ($\delta k < \beta$) erhöht seine Neutronendichte als Funktion der Zeit, entsprechend einer Summe von sieben Exponentialtermen:

$$n = \sum_{m=1}^{7} a_m e^{-\frac{t}{T_m}} .$$

Die T_m sind die Lösungen einer algebraischen Gleichung, die „*inhour*-Formel" genannt wird:

$$\delta k = \frac{l}{T} + \sum_{i=1}^{i=6} \frac{\beta_i \tau_i}{T + \tau_i} .$$

Hier sind l die Lebensdauer der thermischen Neutronen, β_i der Anteil des i-ten Emittertyps (z. B. ist im Fall des 55,6 sec-Emitters β_i gleich 0,00025), und τ_i ist seine durch 0,693 dividierte Halbwertzeit, die sogenannte „mittlere Lebensdauer". (Die mittlere Lebensdauer $1/\lambda_i$ ist die Zeit, welche die Muttersubstanz benötigt, um durch Zerfall auf den e-ten Teil abzufallen.) Die effektive Periode T kann man näherungsweise erhalten, indem man einen mit entsprechenden Gewichten berechneten Mittelwert der verschiedenen τ_i benutzt, den man

mit $\bar{\tau}$ bezeichnet, und in der *inhour*-Formel die Summe durch einen einzigen Term ersetzt:

$$\delta k \simeq \frac{l}{T} + \frac{\beta \bar{\tau}}{T + \bar{\tau}}.$$

Dies ist eine quadratische Gleichung für T. Die größere der beiden Wurzeln, die man die *dominierende Periode* oder *Hauptperiode* nennt, ist näherungsweise

$$T = \frac{l + (\beta - \delta k)\bar{\tau}}{\delta k}.$$

Nun sind $\beta = 0{,}00755$ und $\bar{\tau} = 12{,}2$ sec. Für einen Reaktor mit $l = 2 \cdot 10^{-4}$ sec. und $\delta k = 0{,}0025$ wird also

$$T = \frac{2 \cdot 10^{-4} + (0{,}00755 - 0{,}0025)\,(12{,}2)}{0{,}0025} \simeq 25 \text{ sec.}$$

Der Anstieg geht also hier sehr langsam vor sich, verglichen mit dem zuvor für $\delta k = 0{,}01$ unter Vernachlässigung der verzögerten Neutronen erzielten Ergebnis von $T = 0{,}02$ sec. Die beiden T-Werte zeigen, daß ein sehr großer Unterschied besteht zwischen dem nichtstationären Verhalten eines Reaktors mit $\delta k = 0{,}01$ und dem eines ähnlichen Reaktors mit $\delta k = 0{,}0025$.

Es ist oft bequem, den Ausdruck $l + (\beta - \delta k)\bar{\tau}$ als eine *effektive Lebensdauer* l_e zu interpretieren, so daß die Periode wieder in einfacher Form geschrieben werden kann:

$$T = \frac{l_e}{\delta k}.$$

Die Formel für l_e ist innerhalb des Bereiches

$$-0{,}00755 < \delta k < +0{,}00755$$

sowohl auf anwachsende (überkritische) als auch fallende (unterkritische) Perioden anwendbar. Man muß nur beachten, daß das Vorzeichen von δk für Berechnungen der absinkenden Periode negativ wird.

Es ist schließlich noch zu bemerken, daß man, wenn δk sehr viel größer als 0,00755 ist, die Effekte der verzögerten Neutronen vernachlässigen kann, so daß sich die *inhour*-Formel auf $\delta k = l/T$ reduziert, d. h. genau auf die Form, die wir zuerst zur Berechnung der Periode T benutzt haben. Die Existenz der verzögerten Neutronen stellt einen der glücklichen Umstände dar, die man gelegentlich in der Natur findet, ähnlich wie die Dichteänderung des Wassers bei 4° C, welche Flüsse und Seen daran hindert, bis auf den Boden zu gefrieren.

Isbin und Gorman haben nützliche Kurven für die Koeffizienten a_m sowie die reziproken Perioden $1/T_m$ (dort mit A_j und S_j bezeichnet) für verschiedene Werte von δk im Bereich von 0 bis 0,004 angegeben. Abb. 62 zeigt die Änderung der Neutronenflußdichte mit der Zeit nach einer plötzlichen Zunahme

der Reaktivität auf 0,003 in einem Uran-Graphit-Reaktor, bei dem die Neutronenlebensdauer 10^{-3} sec beträgt.

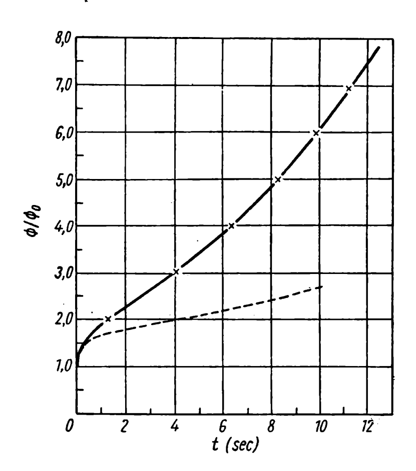


Abb. 62. Typische Reaktion eines Reaktors auf plötzlichen Anstieg der Reaktivität unter Berücksichtigung der verzögerten Neutronen. $k = 0{,}003$. Die ausgezogene Linie gibt die analytische Lösung an, die gestrichelte die Zwei-Terme-Näherung; Kreuze: Werte des kinetischen Simulators. [Nach H. S. Isbin und J. W. Gorman, *Applications of the Pile Kinetic Equations*, Nucleonics, November 1952. Copyright 1952 by McGraw-Hill Publishing Co., Inc.]

8.2 *Anfahrvorgänge*

Bei der Inbetriebnahme eines Reaktors sind gewisse Vorsichtsmaßnahmen einzuhalten, um Gewähr zu haben, daß man nicht die Kontrolle über das System verliert. In diesem Abschnitt wollen wir die Prinzipien darlegen, die diesen Vorsichtsmaßnahmen zugrunde liegen. Wir nehmen an, daß alle Prüfungen, die dem Einbau des aktiven Materials vorangehen, vollständig durchgeführt sind. So muß z. B. das Kühlsystem auf Undichten untersucht sein; Meßinstrumente sind zu prüfen und zu eichen, indem man künstliche Quellen in die Nähe der Detektoren bringt; die Kontrollstäbe müssen ausprobiert sein. Es wird zweckmäßig sein, wieder den experimentellen Water-Boiler als typischen Reaktor zu betrachten, um die Startvorgänge zu veranschaulichen.

Bevor das aktive Material eingebracht wird, muß für eine *künstliche Neutronenquelle* gesorgt und der Ort ihrer Aufstellung bestimmt sein. Eine typische Neutronenquelle besteht aus einer pulverisierten und gepreßten Mischung von Radium und Beryllium oder Polonium und Beryllium. α-Teilchen, von dem schweren Element emittiert, werden im ${}_4Be^9$ absorbiert. Der

Kompoundkern verwandelt sich dann unter Abgabe eines Neutrons in $_6C^{12}$.[1]) Auf den ersten Blick scheint die Benutzung einer künstlichen Neutronenquelle einem „Eulen nach Athen tragen“ gleichzukommen, da ein Reaktor ja selbst eine starke Neutronenquelle ist. Es ist jedoch gefährlich, das spaltbare Material anzuhäufen, ohne einen wesentlich größeren Neutronenuntergrund zu haben, als er durch die kosmische Strahlung oder die spontanen Spaltungen gegeben ist. Die kritische Masse kann dabei leicht erreicht oder sogar überschritten werden, ohne daß eine merkliche Anzeige durch Kontrollinstrumente erfolgt. Ein Neutron ergibt bei einem k von 1,1 im Laufe von 70 Zyklen 1000 Neutronen. Dies wird vom Detektor jedoch höchstens als eine vernachlässigbar kleine Zählrate registriert.

Um die empfindlichste Anzeige der Neutronenvermehrung zu erhalten, ist es zweckmäßig, die Neutronenquelle in den Reaktorkern zu setzen. Ein Vergleich der beiden geometrischen Anordnungen, die in Abb. 63 gezeigt sind, dürfte diesen Sachverhalt klären. Wenn ein großer konstanter Neutronenfluß auf den Detektor auftrifft wie im Fall (a), ist der Effekt des hinzugefügten Spaltmaterials auf den zur Anzeige kommenden Neutronenfluß relativ klein. Der Unterschied der beiden Anordnungen ist besonders ausgeprägt für einen Reaktor ohne Reflektor.

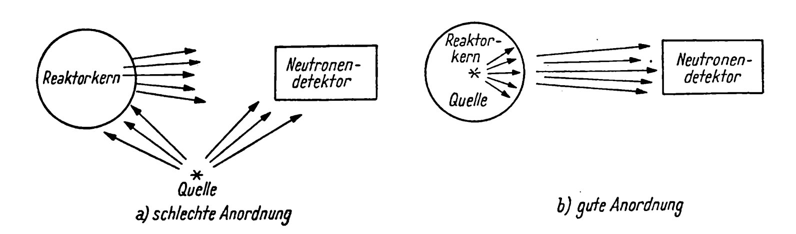


Abb. 63. Anordnung der künstlichen Neutronenquelle zum Start des Reaktors

Der Einfluß der Quellenneutronen auf die Zählrate kann in einer halbquantitativen Weise abgeschätzt werden. Ein Quellenneutron möge den Reaktor passieren, abgebremst und absorbiert werden und im Mittel k neue Neutronen ergeben. (Der Reaktor unterscheidet nicht zwischen Spalt- und Quellenneutronen.) Jedes von ihnen wird seinerseits k neue Neutronen erzeugen usw. Die Gesamtzahl der erzeugten Neutronen, einschließlich des ursprünglichen, ist

$$1 + k + k^2 + k^3 + \cdots.$$

[1]) Die „Quellstärken“ werden in Curie des radioaktiven Elements gemessen. Die Neutronenausbeute einer Ra-Be-Quelle beträgt ungefähr $1{,}6 \cdot 10^7$ n/sec pro Curie; die einer Po-Be-Quelle ist gleich $3 \cdot 10^6$ n/sec pro Curie. Die Photoneutronenquelle Sb^{124}-Be ergibt ungefähr $3 \cdot 10^5$ n/sec pro Curie. Wenigstens 10^6 n/sec sind für einen Reaktorstart erforderlich.

Ist $k < 1$ wie während der Einbringung des Materials, so hat die Summe den Wert $1/(1-k)$. Wenn die Quelle S Neutronen pro Sekunde emittiert, beträgt demnach die Gesamtzahl der pro Sekunde erzeugten Neutronen $S/(1-k)$. Natürlich ist eine endliche Zeit erforderlich, um alle diese Neutronen zu erzeugen. Wenn jedoch ein stationärer Zustand erreicht ist wie bei einer stetigen Nachlieferung von Quellenneutronen, wird dies die *Produktionsrate* sein. Nun wird die Anzahl der Neutronen, die aus dem Reaktor austreten und auf den Zähler auftreffen, proportional der Gesamtzahl der erzeugten Neutronen sein. Wir können also die Zählrate einfach in der Form

$$C = \frac{AS}{1-k}$$

schreiben, wo A eine Konstante ist, die von der Geometrie und den Zähleigenschaften abhängt. Für den vorliegenden Zweck, bei dem es auf den Wert der Konstanten AS nicht ankommt, können wir auch schreiben:

$$C = \frac{1}{1-k}.$$

Wenn der Reaktorkern vollständig mit Wasser angefüllt ist, also kein Spaltmaterial enthält, wird natürlich k gleich null und C gleich 1. In erster Näherung

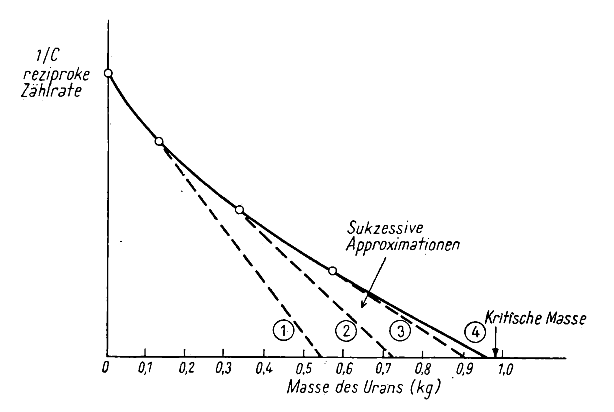


Abb. 64. Verwendung reziproker Zählraten zur Bestimmung der kritischen Masse

kann manannehmen, daß k gleich dem jeweils vorhandenen Bruchteil der kritischen Masse ist. Die folgende Tabelle gibt dann zugleich die Zählrate als Funktion der Spaltmasse.

k	C	$1/C$	k	C	$1/C$
0	1	1	0,9	10	0,1
0,10	1,11	0,9	0,99	100	0,01
0,25	1,33	0,75	0,9999	10 000	0,0001
0,50	2	0,5	1	∞	0
0,75	4	0,25			

Die nächste Tabelle stellt das experimentelle Material zusammen, das sich beim Start des Raleigh-Forschungsreaktors ergeben hat:

Stufe	Zeit	Masse des U^{235} (g)	Δm (angenähert)	Volumen (cm^3)	Lösungsniveau (cm)	$C =$ Zählwerte/ 5 min	$\frac{1000}{C}$
1	11:57 am	0,00		6,652	12,9	924	1,082
			(400)				
2	2:50 pm	398,30		6,652	13,8	1993	0,502
			(100)				
3	4:25 pm	498,30		8,323	15,8	2598	0,385
			(100)				
4	5:43 pm	598,44		9,801	18,5	3536	0,283
			(100)				
5	7:45 pm	698,64		11,022	20,8	7584	0,132
			(50)				
6	9:12 pm	748,91		11,700	22,0	16656	0,0600
			(25)				
7	10:50 pm	773,73		12,255	23,0	48128	0,0208
			(10)				
8	11:30 pm	783,87		12,477	23,3		
			(4)				
9	12:18 am	787,95		12,566	23,5		

Der hieraus extrapolierte Wert der kritischen Masse sind 787,0 g.

Auf jeder Stufe der Materialzufuhr wurde die Zählrate beobachtet und registriert. Die reziproke Zählrate $1/C$ ist als Funktion der hinzugefügten Uranmasse in Abb. 64 angegeben. Wie man sieht, nähert sich in dem Maße, wie sich die Masse dem kritischen Wert nähert, die reziproke Zählrate dem Wert null. Sukzessive Extrapolationen der Kurve durch die gewonnene Anzahl von Punkten auf die waagerechte Achse liefern immer bessere Vorhersagen des kritischen Volumens oder der kritischen Masse. Je mehr man sich dem kritischen Punkt nähert, um so mehr muß man die hinzugefügte Menge Spaltmaterial verringern. Bei jeder Vermehrung des Spaltmaterials spricht der Indikator an und zeigt, daß der Neutronenfluß steigt. Solange das System noch unterkritisch ist, folgt auf eine plötzliche Entfernung der Neutronenquelle ein zeitliches Abklingen des Neutronenflusses. Man kann dies einer

Verminderung des effektiven Wertes von S in der Formel für die Zählrate zuschreiben. Entfernt man die Quelle, wenn die Anordnung genau kritisch ist, so bleibt das Neutronenniveau stationär, da das System dann ohne „Hilfe" arbeitet. Wenn die Masse etwas über dem kritischen Wert liegt, wird der Anstieg, der bei der letzten Materialzugabe begonnen hat, fortdauern, auch wenn die Quelle ganz herausgenommen ist. Ähnliche Resultate erhält man, wenn man die Bewegungen des Kontrollstabes zusammen mit den Uranzugaben untersucht. Eine typische Folge von solchen Stufen und den entsprechenden Anzeigen des Registriergerätes ist in Abb. 65 gezeigt. Die Kurven können erklärt werden als Lösungen der allgemeinen Differentialgleichung für die Neutronendichte im Reaktor:

$$\frac{dn}{dt} = \frac{\delta k}{l} n + S.$$

Der Zusatzterm S berücksichtigt den Neutronenbeitrag der künstlichen Quelle. Da δk als $k - 1$ definiert ist, wird sein Wert negativ, wenn der Reaktor unterkritisch ist, gleich null, wenn er kritisch, und positiv, wenn er überkritisch ist.

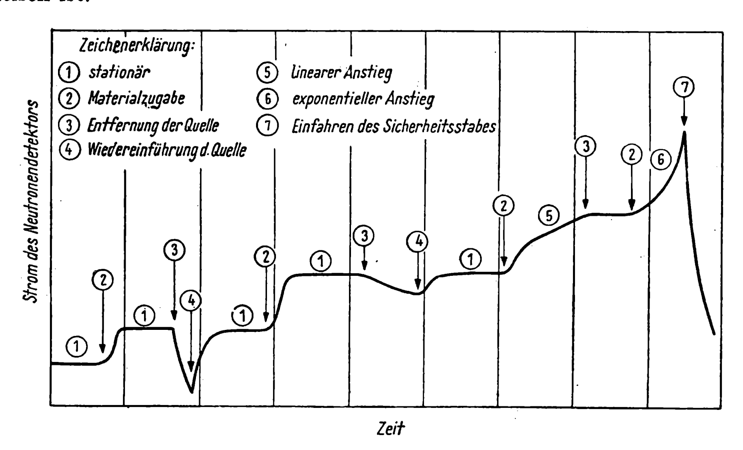


Abb. 65. Annäherung an den kritischen Wert

Im Folgenden betrachten wir einige Anwendungen dieser Gleichung auf verschiedene typische Situationen.

Fall A. Eine Neutronenquelle wird zur Zeit $t \doteq 0$, wenn $n = 0$ ist, aus einer abgeschirmten Stellung in einen unterkritischen Reaktor gebracht. Hier ist $\delta k = k - 1 = -|\delta k|$, wo die Größe $|\delta k|$ definitionsgemäß *positiv* ist. Die Gleichung wird dann

$$\frac{dn}{dt} + \frac{|\delta k|}{l} n = S.$$

Ihre Lösung ist die bekannte Wachstumsgleichung

$$n = \frac{Sl}{|\delta k|}\left(1 - e^{-\frac{|\delta k|\,t}{l}}\right).$$

Die Zahl der Neutronen im System steigt vom Wert null auf den asymptotischen Maximalwert (Sättigungswert)

$$n_\infty = \frac{Sl}{1-k}$$

an; siehe Abb. 66 (a). Die Form dieses Ergebnisses, Proportionalität zu $1/(1-k)$, stimmt mit der Untersuchung des Quelleneffektes in Abschn. 8.2 überein.

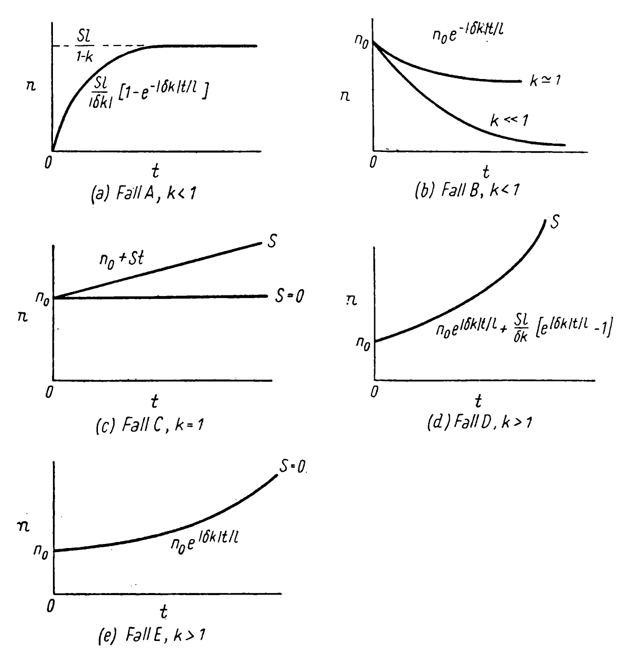


Abb. 66. Lösungen der Gleichung für die Neutronenvermehrung

Fall B. Die Quelle wird zur Zeit $t = 0$ schnell aus einem unterkritischen Reaktor entfernt, wenn das Neutronenniveau gleich n_0 ist. Da der Term S jetzt null ist, vereinfacht sich die Gleichung zu

$$\frac{dn}{dt} = \frac{-|\delta k|}{l}\,n.$$

Ihre Lösung ist ein einfaches exponentielles Abklinggesetz:

$$n = n_0 e^{-\frac{|\delta k| t}{l}}.$$

Wenn k nahe bei null liegt, ist $|\delta k| = 1 - k$ größer, als wenn k nahe bei 1 liegt. Die Stärke des Abfalls von n mit der Zeit wird daher um so kleiner, je mehr man sich dem kritischen Punkt nähert; siehe Abb. 66 (b).

Fall C. Es wird genügend Material hinzugefügt, um den Reaktor genau kritisch zu machen, aber die Quelle bleibt im System. Die Gleichung lautet dann:

$$\frac{dn}{dt} = S.$$

Ihre Lösung ergibt einen linearen Anstieg des Niveaus mit der Zeit:

$$n = n_0 + S t,$$

wie er in Abb. 66 (c) gezeigt ist. Ein Spezialfall entsteht, wenn die Quelle aus einem kritischen Reaktor entfernt wird. Dann wird $dn/dt = 0$, was bedeutet, daß n konstant auf dem Niveau n_0 bleibt.

Fall D. Der Reaktor ist geringfügig überkritisch, so daß $\delta k = k - 1$ eine positive Zahl ist. Dann wird die Gleichung (mit Quellterm)

$$\frac{dn}{dt} - \frac{|\delta k|}{l} n = S.$$

Da das Niveau für $t = 0$ gleich n_0 ist, lautet die Lösung

$$n = n_0 e^{\frac{|\delta k| t}{l}} + \frac{S l}{|\delta k|}\left(e^{\frac{|\delta k| t}{l}} - 1\right).$$

Der erste Term beschreibt die Vermehrung der ursprünglichen n_0 Neutronen; der zweite gibt das Anwachsen der durch die Quelle gelieferten Neutronen an. Der Anstieg ist exponentiell, wie in Abb. 66 (d) gezeigt ist.

Fall E. Wenn die Quelle zur Zeit $t = 0$ entfernt wird ($S = 0$) und der Reaktor ist überkritisch, so ist der Anstieg immer noch exponentiell (Abb. 66 (e)), aber nur der erste Term von Fall D ist vorhanden:

$$n = n_0 e^{\frac{|\delta k| t}{l}}.$$

Es muß darauf hingewiesen werden, daß die durchgeführte Analyse nur dazu dienen soll, ein qualitatives Verständnis des wirklichen Verhaltens zu geben, da die komplizierteren Effekte der verzögerten Neutronen vernachlässigt sind. Die Formeln können mit einiger Genauigkeit auch verwandt werden, wenn die verzögerten Neutronen berücksichtigt werden, indem man l durch die effektive Lebensdauer l_e ersetzt, die in Abschn. 8.1 definiert wurde.

Hat man den kritischen Punkt erreicht, so werden weitere Regulierungen mit Hilfe des Kontrollstabes vorgenommen, wie in Kap. VII beschrieben wurde. Das Leistungsniveau wird langsam durch Herausziehen des Kontrollstabes auf den Betriebswert erhöht; die Überschußreaktivität bleibt dabei null, abgesehen von der Zeit, welche die Temperatureffekte benötigen, um die Veränderungen in der Stellung des Kontrollstabes zu kompensieren.

8.3 *Sicherheitsmaßnahmen*

Wenn man das Wort „Reaktor" hört, denkt man gewöhnlich an größere Anlagen wie die in Hanford. Bei ihnen werden Konstruktion und Instrumentierung vollendet, bevor das System mit Spaltmaterial beladen wird, und alle Operationen werden aus größerer Entfernung von Plätzen hinter dicken Betonschutzwänden ausgeführt. Bei sorgfältiger Planung kann eine solche Anlage mit größerer Sicherheit betrieben werden als viele ohne Kernenergie betriebene Kraftanlagen. Auf jeden sicheren Reaktor, der konstruiert wurde, kommen jedoch Dutzende von experimentellen Anordnungen mit spaltbarem Material, die ebenfalls als Reaktoren im allgemeinen Sinn bezeichnet werden können. Infolge des provisorischen Charakters dieser Versuchsanlagen ist hier die Gefahr von Strahlungsschädigungen sehr viel größer, zumal man im allgemeinen bestrebt sein wird, möglichst schnell experimentelle Resultate zu erzielen. Zum Glück ist die Anzahl schwerer Strahlungsunfälle im USA-Atomenergieprojekt sehr klein geblieben. Bei einem ausgedehnten Reaktorprogramm wächst jedoch die potentielle Gefahr, besonders wenn die Neuartigkeit einer solchen Anlage nicht mehr so groß erscheint. Wir zählen daher einige grundlegende Verwaltungs- und Betriebsvorschriften auf, die einen gewissen Schutz bei Reaktorexperimenten gewährleisten.

1. Wenn möglich, sind die Meßapparate so einzurichten, daß die „aktive Anordnung" aus der Entfernung zu kontrollieren ist. Beobachtungen sind von einem besonderen Kontrollraum aus unter Verwendung elektrischer Signale oder durch abgeschirmte Sichtfenster auszuführen.

2. Der Plan für ein Experiment muß vorher sorgfältig ausgearbeitet sein und von allen Teilnehmern verstanden werden. Das zu erwartende Verhalten des Systems muß den Mitarbeitern bekannt sein, jedoch müssen auch andere mögliche Reaktionen in Betracht gezogen werden. Was im Fall eines „Durchgehens" des Reaktors zu tun ist, muß vorher mit allen Mitarbeitern abgesprochen sein.

3. Jedem Teilnehmer am Experiment muß eine bestimmte Funktion zugewiesen werden, etwa Hinzufügen von Spaltmaterial, Einstellen der Kontrollstäbe, Ablesen von Instrumenten oder Registrierstreifen oder schließlich die Leitung der Operationen. Dabei ist unerläßlich, daß jeder weiß, wo die anderen stationiert sind und was sie in jedem Augenblick tun. Ein Mitarbeiter, der an keiner bestimmten Manipulation aktiv beteiligt ist, sollte als Leiter oder Koordinator verwendet werden. Wenn auch von jedem Mitglied des Teams erwartet wird, immer die Sicherheit aller Beteiligten im Auge zu behalten, so ist doch derjenige, der das Experiment leitet und am wenigsten durch

physikalische Manipulationen in Anspruch genommen wird, am besten hierzu in der Lage.

4. Änderungen an der Anordnung dürfen nur vorgenommen werden, wenn eine zuverlässige Sicherheitsvorrichtung vorhanden ist, wie ein durch Feder- oder Schwerkraft zu betätigender Kontrollstab, ein Trennmechanismus oder ein „Fallventil", welches das System unter allen Umständen sicher macht. So ist es z. B. verboten, erst einen Sicherheitsstab herunterzulassen und dann das Spaltmaterial zuzusetzen.

5. Alle Manipulationen sind in einer vorbedachten bestimmten Reihenfolge auszuführen und müssen reversibel sein. Beispiele für irreversible Operationen sind: a) Hinzufügung eines Slug oder Blocks mit Temperaturanstieg und darauffolgender Verringerung des Neutronenverlustes, die durch Entfernung der hinzugefügten Einheit nicht rückgängig gemacht werden können; b) Verringerung des Neutronenverlustes und starke Vergrößerung des Vermehrungsfaktors durch Vervollständigung der Spaltmaterialanordnung zu einer mehr kompakten Form. Selbst wenn alle Manipulationen wirklich reversibel sind, muß außerdem dafür gesorgt sein, daß eine Einheit ebenso schnell entfernt werden kann, wie sie eingeführt wurde, für den Fall, daß sich ein Reaktivitätsüberschuß ergibt.

Aufgaben

8.1 Wie groß ist die thermische Lebensdauer bei einem Uran-Graphit-Reaktor mit einem Atomzahlverhältnis von $N_C/N_U = 2000$?

8.2 Man berechne die Reaktorperiode aus der in Aufg. 8.1 berechneten thermischen Lebensdauer für eine Überschußreaktivität von 0,015.

8.3 Man suche die zweite Wurzel der Gleichung

$$\delta k = \frac{l}{T} + \frac{\beta \bar{\tau}}{T + \bar{\tau}}$$

unter der Annahme, daß $\delta k \ll \beta$. Wie verhält sich diese Periode der Größe nach zur dominierenden Periode?

8.4 Man bestimme die Hauptperiode eines Reaktors, bei dem $l = 10^{-3}$ sec und $\delta k = 0{,}001$ ist.

8.5 Ein Reaktor mit einer Neutronenlebensdauer von $2 \cdot 10^{-4}$ sec wird stationär auf einem Niveau von 10 kW betrieben, und die erzeugte Wärme wird durch Kühlwasser abgeleitet. Die Reaktivität möge plötzlich um 0,005 erhöht werden. Man schätze die Zeit ab, die der Temperatureffekt (Abschn. 7.4) benötigt, um dieses δk zu kompensieren. Der Temperaturkoeffizient sei $2 \cdot 10^{-4}\,{}^\circ\mathrm{C}^{-1}$. Man diskutiere die Annahmen oder Näherungen, die man machen muß, um das Problem zu lösen.

8.6 Beim Start des Raleigh-Forschungsreaktors wurden folgende Daten erhalten:

Zeit (sec)	0	180
Registrierter Strom (willkürliche Einheiten)	27	9

Unter der Annahme, daß 1 g U^{235} einem Wert von $\delta k = 0{,}0002$ entspricht, schätze man ab, wieviel Gramm hinzugefügt werden müssen, um den Reaktor auf den kritischen Punkt zu bringen.

8.7 Man berechne die Periode und die Überschußmasse des gleichen Reaktors von Aufg. 8.6 mit folgenden Daten:

Zeit (sec)	0	180
registrierter Strom (willkürliche Einheiten)	27	40

Literatur

FERMI, ENRICO, *Experimental Production of a Divergent Chain Reaction*, Amer. Journ. Phys., Dezember 1952. Konstruktion des Chikago-Reaktors CP-1 und Messungen an ihm, 1942.

ALLARDICE, CORBIN, und EDWARD R. TRAPNELL, *The First Pile*, TID-392. Oak Ridge, Tenn.: Technical Information Service, AEC, 17. November 1949. Bericht der damals anwesenden Wissenschaftler über die erste Kettenreaktion.

ANDERSON, HERBERT, L., *Neutrons from Alpha Emitters*, Report No. 3, Washington, D. C.: National Research Council Nuclear Science Series, Dezember 1948.

WATTENBERG, A., *Photo-Neutron Sources*, Report No. 6, Washington D. C.: National Research Council Nuclear Science Series, Juli 1949.

SOODAK, HARRY, und E. C. CAMPBELL, *Elementary Pile Theory*, New York: John Wiley & Sons, 1950, Abschn. 16, 17.

GLASSTONE, SAMUEL, und MILTON C. EDLUND, *The Elements of Nuclear Reactor Theory*, New York: D. Van Nostrand Co., 1952, Kap. X.

ISBIN, H. S., und J. W. GORMAN, *Applications of Pile Kinetic Equations*, Nucleonics, November 1952.

HUGHES, D. J., J. DABBS, A. CAHN und D. HALL, *Delayed Neutrons from Fission of* U^{235}, Phys. Rev. *73*, 111, 1948.

KAPITEL IX

REAKTORBAUSTOFFE

Die Wahl der geeigneten Baustoffe für die verschiedenen Teile eines Reaktors — Spaltmaterial, Moderator, Kühlmittel, Kühlrohre, Reflektor und Kontrollstäbe — geschieht wie bei jeder Maschine auf Grund der erforderlichen Funktion des betreffenden Teiles. Die Eigenschaften, die etwas ungewöhnlich sind, sind jene, die durch Neutronen bedingt werden, nämlich die Absorption durch Kerne und die radioaktiven Eigenschaften der Substanzen. In vielen Fällen sind die grundlegenden mechanischen Eigenschaften auch noch von Bedeutung, jedoch etwas modifiziert im Hinblick auf Reaktorzwecke. In diesem Kapitel werden wir die verschiedenen Komponenten aufzählen und einige der speziellen Anforderungen, die an sie gestellt werden, diskutieren. Wir beanspruchen dabei nicht, in jeder Beziehung vollständig zu sein.[1])

9.1 *Spaltmaterial*

Neben der Grundforderung, daß das Spaltmaterial spaltbare Kerne enthält, muß in jedem Fall noch die Zahl η der pro Absorption erzeugten Spaltneutronen berücksichtigt werden. Wenn man einen Reaktor lediglich zur Energieerzeugung benutzen will, braucht η nur wenig größer als 1 zu sein. Natürliches Uran mit $\eta = 1{,}32$ dürfte dann ausreichend sein. Wenn man jedoch wünscht, noch weitere Neutronen für die Absorption in einem trägen Material zur Verfügung zu haben, etwa zur Erzeugung von U^{233} aus Thorium, so ist die genannte Zahl zu klein, und man muß angereichertes Uran mit einem η in der Nähe von 2,1 verwenden. Auch Plutonium ist ein gutes Spaltmaterial, da pro Spaltung 3 Neutronen frei werden. Ganz abgesehen von der Gefahr schwerer Gesundheitsschädigungen ist jedoch zu bemerken, daß Plutonium selbst ein Reaktorprodukt ist und seine Gewinnung garantiert sein muß, bevor man seine Verwendung in Betracht zieht. Dies gilt natürlich auch für U^{233}.

Die zweite Überlegung betrifft die chemische Form, in die das Spaltmaterial gebracht werden soll. Uranylsulfat (UO_2SO_4) und Uranylnitrat ($UO_2(NO_3)_2$) wurden zu verschiedenen Zeiten im *Water-Boiler* von Los Alamos benutzt. Es scheint kein Grund dafür vorzuliegen, daß verschiedene andere Verbindungen,

[1]) Eine sehr viel vollständigere Diskussion mit vielen Tabellen gibt der Sonderbericht *Materials and Equipment for Reactors*, Nucleonics, Juni 1953, der auch reiche Literaturangaben über die verschiedenen Aspekte enthält.

wie das Hydrid, Karbid oder Fluorid nicht ebensogut verwendet werden könnten, insbesondere für homogene Reaktoren. Obwohl der erste Reaktor in Chikago etwas Urandioxyd (UO_2) enthielt, verwendet man für die meisten Reaktoren Uranmetall.

Tab. 10 stellt einige physikalische Eigenschaften des Uranmetalls zusammen.

Tabelle 10

Physikalische Konstanten für Uran

Atomgewicht: 238,07
Dichte: 18,685 bei 13°C (18,7 für die meisten Berechnungen angenommener Wert)
Schmelzpunkt: 1100—1150°C
Gitteranordnung: α (ortho-rhombisch) bis 665°C
β (Elementarzelle mit 58 Atomen) 665—775°C
γ (kubisch-raumzentriert) über 775°C
Thermische Ausdehnungskoeffizienten (anisotrop)
$28 \cdot 10^{-6}$ pro °C; — $1,4 \cdot 10^{-6}$ pro °C
$22 \cdot 10^{-6}$ pro °C in Richtung der Achsen a_1, a_2, a_3
Wärmekapazität: 0,0275 cal/g °C bei 0°C
Wärmeleitfähigkeit: $784,7 \cdot 10^{-4}$ cal/sec·cm·°C
Elektrischer Widerstand: $60 \cdot 10^{-6}$ Ohm cm bei 20°C

Die Phasenumwandlungen bei 665°C und 775°C müssen beim Entwurf eines Hochtemperaturreaktors berücksichtigt werden. Die α-Phase besitzt eine große Zugfestigkeit mit einer Streckgrenze von 2800 kg/cm² für das geglühte Material und bis zu etwa 14000 kg/cm² für das kaltverfestigte Material. Die β-Phase ist spröde, während die γ-Phase sehr weich und duktil ist. Bei Zimmertemperatur ist das Metall chemisch stabil, bei relativ niedrigen Temperaturen wie 100°C oxydiert es jedoch schon heftig. In fein zerteilter Form ist Uran sehr feuergefährlich, so daß Abfälle von Metallteilen unter Flüssigkeitsverschluß aufbewahrt werden müssen. Durch Wasser kann es leicht korrodieren. Legierungen mit niedrigem Schmelzpunkt bildet Uran mit den Elementen Na, Hg, Pb, Bi, Sb und Ti; Legierungen mit hohem Schmelzpunkt bildet es mit Be, Mg, Al, Cu, Fe, W, Hg, Zn, V und Th.

9.2 *Bremsmaterial*

Die Aufgabe des Moderators besteht darin, die schnellen Spaltneutronen innerhalb eines möglichst kleinen Volumens mit möglichst geringen Verlusten auf thermische Energien abzubremsen. Die „Bremskraft", durch die ein Bremsmaterial charakterisiert wird, kann quantitativ in folgender Weise angegeben werden. Die Wirksamkeit eines Moderators bei der Bremsung von Neutronen hängt zunächst ab von der Anzahl der Stöße pro sec und Volumeneinheit, also von dem Produkt aus der Anzahl der Kerne N pro Volumeneinheit und dem Streuquerschnitt σ_s. Die Bremseigenschaft hängt jedoch auch von der Größe des Energieverlustes pro Stoß ab, den das Neutron erleidet. Die Untersuchung des Stoßmechanismus zwischen Neutronen und Kernen zeigt, daß die Größe ξ, die in Abschn. 2.6 als mittlere Änderung von $\ln E$ pro Stoß definiert wurde,

unabhängig von der Stoßenergie ist. Sie ist daher nur vom Moderator abhängig. Unter Berücksichtigung der genannten Faktoren definiert man die Bremskraft (BK) als

$$(\mathrm{BK}) = N \sigma_s \xi = \Sigma_s \xi .$$

Aus der Näherungsformel $\xi \simeq 2/(M+1)$ ist zu ersehen, daß ξ um so größer ist je kleiner das Atomgewicht des Bremsmaterials. Tab. 11 gibt genau berechnete Werte von ξ und Bremskraft (BK). Es besteht ein einfacher Zusammenhang zwischen der schnellen Diffusionslänge L_f oder dem „Alter" τ und der mittleren Bremskraft:

$$\tau = \frac{18{,}2\,\lambda_t}{(\mathrm{BK})} .$$

λ_t ist die mittlere freie Transportweglänge, und 18,2 ist die Differenz zwischen dem natürlichen Logarithmus der Spaltenergie ($2 \cdot 10^6$ eV) und dem der thermischen Energie (0,025 eV). Je größer (BK) ist, desto kleiner ist der Abstand, welcher erforderlich ist, um das Neutron auf thermische Energien abzubremsen.

Tabelle 11

Logarithmierter Energieverlust ξ und Bremskraft (BK) leichter Elemente

Element	ξ	(BK)	Element	ξ	(BK)
H[1]	1,000	1,32	B	0,176	0,09
D[1]	0,726	0,16	C	0,159	0,064
He	0,428	...	N[2]	0,137	0,032
Li	0,264	0,017	O[1]	0,121	0,016
Be	0,208	0,11			

[1] Anzahl der Atome wie im Wasser

[2] Anzahl der Atome wie im flüssigen Ammoniak, Dichte 0,618 g/cm^2

Die zweite Moderatoreigenschaft, die wir betrachten müssen, ist der Absorptionsquerschnitt $\Sigma_a = N\sigma_a$; er bestimmt das Wettbewerbsverhältnis zu der erwünschten Absorption im Spaltmaterial. Lithium und Bor können wir sofort aus der Liste der in Frage kommenden Bremsmaterialien streichen, da sie zu große Absorptionsquerschnitte besitzen, nämlich 70 bzw. 750 barn. Die Querschnitte von Wasserstoff, 0,33 barn, und Stickstoff, 1,78 barn, sind relativ klein. Bei den großen Mengen, die im Moderator gebraucht werden, wird jedoch sogar mit diesen Elementen die Absorption so groß, daß sie für manche Reaktoren kaum noch zu verwenden sind. Helium hat zwar einen vernachlässigbar kleinen Wirkungsquerschnitt, jedoch bei gewöhnlichen Temperaturen und Drucken eine zu geringe Dichte, um von irgendeinem Wert als Bremsmaterial zu sein. Nur D, Be und C bleiben daher von den leichteren Elementen oder Isotopen übrig. Für die meisten der heutigen Reaktoren werden H_2O, D_2O oder C als Bremsmaterial verwendet.

Von den oben angeführten Elementen ist Beryllium den meisten am wenigsten vertraut. Es wird in der Industrie vor allem zur Herstellung harter, leichter Werkzeuge (Beryllium-Kupfer-Legierung) und als Bestandteil von Fluoreszenzlampen verwendet. Das Vorkommen des Erzes ist in der ganzen Welt weit verbreitet, aber nur in kleinen Lagern, was die hohen Kosten (vier Cents pro Gramm) erklärt. Eine zweite Ursache für die hohen Kosten besteht in der physiologischen Gefahr bei der Handhabung dieses Elements. Erst in den letzten Jahren wurde die als „Berylliumlunge" bezeichnete Krankheit weiteren Kreisen bekannt. Der Schmelzpunkt von Beryllium liegt bei 1350° C, aber eine gewisse Sublimation tritt schon bei einer Temperatur von 900° C ein. Für die Verwendung im Reaktor ist das Oxyd mit einem Schmelzpunkt von 2530° C vorzuziehen.

Natürlich beeinflussen sowohl Preis wie Verfügbarkeit die Wahl der Bremssubstanz. Übrigens sind diese beiden Faktoren nicht unabhängig voneinander, da schließlich jede Substanz gewonnen oder hergestellt werden kann, wenn genügend Geld zur Verfügung steht. Ein Beispiel möge illustrieren, wie wichtig es ist, diese Faktoren in jede Reaktorberechnung mit einzubeziehen. Zunächst könnte man geneigt sein, schweres Wasser (D_2O) als Bremsmaterial zu wählen. Der niedrigste Marktpreis — der des norwegischen D_2O — beträgt jedoch etwa *25 Cents* pro Gramm. Die Kosten für das D_2O in einem kubischen Reaktor von 4,5 m Kantenlänge würden daher rund 25 Millionen Dollar betragen.

9.3 *Kühlmittel*

Zur Reaktorkühlung verwendet man gewöhnlich eine der folgenden Methoden:

1. Eine Flüssigkeit oder ein Gas wird durch ringförmige Kanäle gepumpt, welche die Metallslugs umgeben. In den Reaktoren von Oak Ridge und Brookhaven wird z. B. Luft benutzt.

2. Im Fall des homogenen Reaktors durchziehen die Kühlrohre die ganze Uran-Moderator-Mischung wie beim Water-Boiler.

Im Prinzip kann man auch die homogene Mischung selbst durch den Reaktor und einen äußeren Wärmeaustauscher zirkulieren lassen, obwohl die damit zusammenhängenden Strahlungsprobleme vermutlich sehr schwierig zu bewältigen sind. Eine einmalige Art der Reaktorkühlung ist die konvektive Kühlung des Swimmingpool-Reaktors, die in Abschn. 7.6 beschrieben wurde.

Die Forderungen hinsichtlich der Absorptionseigenschaften des Kühlmittels sind ähnlich, aber nicht so streng wie die an das Bremsmaterial zu stellenden, da das erforderliche Volumen des Kühlmittels relativ klein ist. Das Kühlmittel muß natürlich bei der Betriebstemperatur des Reaktors flüssig sein. Spezifische Wärme und Wärmeleitfähigkeit müssen groß sein, um ein Maximum an Wärmeübertragung vom Uran auf das Kühlmittel zu erreichen. Wenn das Kühlmittel eine Verbindung ist, muß Stabilität gegen Dissoziation durch Wärme und Neutronenbeschuß gewährleistet sein. Schließlich hat die Art der Radioaktivität, die durch das Neutronenbombardement induziert wird, ein wichtiges Wort bei der Auswahl des Kühlmittels mitzusprechen. Tab. 12 gibt eine Übersicht über in Frage kommende Kühlmittel und ihre wichtigsten Eigenschaften.

Tabelle 12

Eigenschaften von Reaktorkühlmitteln[1])

	Leitfähigkeit k (cal/sec cm °C) · 10^{-4}	Spezifische Wärme c (cal/g °C)	Schmelzpunkt (°C)	Siedepunkt (°C)
Gase	3,67	3,4		
H_2	3,09	1,25		
He	0,57	0,25		
Luft	0,49	0,45		
Wasserdampf				
Flüssigkeiten				
H_2O	14,45	1,0	0	100
Li	908,60	1,0	178	1317
Na	2065,00	0,33	97	882
NaK	619,00	0,27	18	825
Bi	371,70	0,034	270	1477
Hg	198,24—301,49	0,033	— 38	357
Pb	388,22	0,039	327	1737

[1]) Quellen: *Handbook of Chemistry and Physics*, Cleveland: Chemical Rubber Publishing Co., 1952; R. N. LYON, Ed., *Liquid Metals Handbook*, 1952

Verschiedene andere Faktoren, die in den üblichen Tabellen nicht enthalten sind, müssen gleichfalls berücksichtigt werden. So wären z. B. Wasserstoff oder Deuteriumgas ganz brauchbare Kühlmittel, wenn sie nicht so schnell aus jedem „abgeschlossenen" System entweichen würden. Wenn ein Kühlmittel nur einmal durch den Reaktor geschickt und dann in die Atmosphäre abgelassen wird, müssen die Kosten für seinen Nachschub berücksichtigt werden. Luft wäre in dieser Hinsicht ein geeignetes Mittel, Heliumgas dagegen nicht, da es viel zu teuer ist. Wenn dagegen ein abgeschlossener Zyklus angestrebt wird, ist Helium wegen seiner sehr viel höheren Wärmeleitfähigkeit vorzuziehen. Leichtes und schweres Wasser sind zweckmäßigerweise dann zu verwenden, wenn die Reaktoren unterhalb des Siedepunktes betrieben werden. Geht man zur Dampfphase über, so erniedrigt sich die abzuführende Wärmemenge erheblich. Die Tatsache, daß der thermodynamische Wirkungsgrad eines Kreisprozesses mit der Endtemperatur ansteigt, stellt eine weitere Grenze für die Verwendung von Wasser dar. Aus der Gruppe der flüssigen Metalle kommen Lithium und Quecksilber wegen ihrer großen Absorptionsquerschnitte für thermische Reaktoren kaum in Frage. Man kann höchstens hoffen, einen betriebsfähigen Reaktor zu erhalten, wenn man die Menge des Kühlmittels auf ein Minimum herabdrückt. Flüssiges Natrium würde wegen seiner hohen Leitfähigkeit eine gute Kühlung gewährleisten. Eine Durchsicht der Liste der Neutronenreaktionen zeigt jedoch, daß Na^{23} in radioaktives Na^{24} überführt wird, das zudem eine relativ lange Halbwertzeit (14,9 Std.) hat. Dieser Effekt kompliziert seine Verwendung als Kühlmittel. In Kap. X werden wir Gelegenheit haben, die Wärmeübertragung durch flüssiges Natrium zu studieren.

9.4 *Notwendige Eigenschaften der Konstruktionsmaterialien*

Einige Bauteile des Reaktors, die besondere Eigenschaften besitzen müssen, sind:

1. die Mäntel für die Uranslugs und die Kühlrohre in einem heterogenen Reaktor;
2. die Behälter und die Hilfsrohre für die aktive Flüssigkeit in einem homogenen Reaktor;
3. die Zuleitungen für jede Anlage, die sich in der Nähe des Reaktors befindet, aber nicht ein innerer Teil des Reaktors zu sein braucht; Gehäuse für Neutronendetektoren können z. B. in diese Kategorie gehören.

Die Erfahrungen in den Plutonium-Werken von Hanford, über die der SMITH-Report berichtet, zeigen recht gut die Probleme, die bei der Wahl des Materials für die Schutzschicht der Slugs und für die Kühlrohre auftreten. Das Material darf erstens nicht zu viele Neutronen absorbieren, damit der Vermehrungsfaktor nicht unter 1 herabgedrückt wird; zweitens darf es bei Bestrahlung nicht zerfallen; drittens muß es einigermaßen korrosionsfest sein. Die Schutzschicht der Uranstäbe hat außerdem die Aufgabe, das Eindringen der Spaltprodukte in das Kühlmittel zu verhindern. Das Material darf auch der Wärmeübertragung vom Slug auf das Kühlmittel keinen großen Widerstand entgegensetzen. Sieben Elemente, nämlich Blei, Wismut, Beryllium, Aluminium, Magnesium, Zink und Zinn, wurden zunächst in Betracht gezogen, hauptsächlich, weil diese Elemente einen kleinen Absorptionsquerschnitt für thermische Neutronen haben (Tab. 13). Die Wärmeleitfähigkeiten dieser und anderer Metalle sind in Tab. 14 zusammengestellt. Die nächsten Gesichtspunkte waren die nötige mechanische Festigkeit und Korrosionssicherheit. Die endgültige Wahl fiel auf Aluminium. Dieses Material erwies sich tatsächlich für ein System mit Wasserkühlung als sehr geeignet; es wäre jedoch völlig unbrauchbar für ein System mit einem flüssigen Metall als Kühlmittel, das sich mit dem Aluminium legiert. Über die Korrosionsfestigkeit verschiedener Substanzen gegenüber flüssigen Metallen gibt es erst seit relativ kurzer Zeit praktische Erfahrungen. Das *Liquid Metals Handbook* tabuliert eine Vielzahl von Daten, die aus Experimenten mit mehreren Kombinationen zweier reagierender Komponenten stammen — einem Kühlmittel und einem Behälter. Anscheinend lassen sich jedoch keine allgemeinen Regeln ableiten; auch die Erklärungen der auftretenden Effekte bleiben rein qualitativ. Als ein typisches Beispiel für die Art der gewonnenen Ergebnisse ist in Tab. 15 ein Teil einer solchen Zusammenstellung wiedergegeben.

Tabelle 13

Wirkungsquerschnitte von Metallen für Uranstabüberzüge und Kühlrohre

Metall	σ_a (barn)	Metall	σ_a (barn)
Pb	0,17	Mg	0,059
Bi	0,032	Zn	1,06
Be	0,010	Sn	0,65
Al	0,215		

Tabelle 14

Thermische Leitfähigkeit von Metallen[1])

Metall	Thermische Leitfähigkeit	Metall	Thermische Leitfähigkeit
Pb	0,08	Cu	0,91
Bi	0,02	Messing (70—30)	0,23
Be	0,37	Ni	0,15
Al	0,48	gewöhnlicher Stahl	0,11
Mg	0,38	korrosionsfester Stahl (304)	0,03
Zn	0,26	Graphit	0,35
Sn	0,15		

[1]) Bei Zimmertemperatur, cal/sec cm °C.

Tabelle 15

Widerstandsfähigkeit von Materialien gegen Angriffe von Na und NaK[1])

Temperatur (°C)

0 100 200 300 400 500 600 700 800 900

Armco-Eisen
Kohlestahl
Korrosionsfester Stahl
Nickel
Monel (30 % Cu)
Elektrolytkupfer
Messing (40 % Zn)
Molybdän
Zirkon
2S und 3S Aluminium — oberhalb Schmpkt.
Beryllium
Sb, Bi, Cd, Ca, Au, Pb, Se, Ag, S, Sn — ? — oberhalb Schmelzpunkt
Al_2O_3 (Saphir und Alundum)
BeO (sehr dicht)
Pyrex, Vycor und andere Glasarten
Teflon
Graphit (sehr dicht)

Gut: geeignet für langfristige Beanspruchung
Begrenzte Verwendung: nur für kurzzeitige Beanspruchung
Schlecht: keine konstruktive Verwendungsmöglichkeiten
Unbekannt: keine Daten bei diesen Temperaturen

[1]) Übernommen aus *Liquid Metals Handbook*, Kap. II, S. 152.

Ist Uran in einem homogenen Flüssigkeitsreaktor enthalten, wofür der Water-Boiler ein einfaches Beispiel ist, so treten noch weitere Schwierigkeiten auf, und zwar wegen der Eigenschaften der Lösung. Für die Lösung wird ein Uransalz wie Uranylsulfat (UO_2SO_4) oder -nitrat ($UO_2(NO_3)_2$) verwendet. Die

Lösung muß sauer gehalten werden, um einen Niederschlag zu vermeiden. Die Korrosionswirkung steigt jedoch mit dem Säuregrad. Aluminium wird von einer solchen Säure sehr leicht zerfressen. Wenn die Temperatur niedrig gehalten wird (18 bis etwa 80° C), ist ein Kessel aus korrosionsfestem Stahl angebracht, wie durch die erfolgreiche Verwendung in dem *Water-Boiler* von Los Alamos erwiesen wird. Läßt man jedoch den Reaktor bei höherer Temperatur arbeiten, um seine Nutzleistung zu steigern, so werden die Korrosionsreaktionen zweifellos beschleunigt, und neue Effekte können auftreten.

9.5 *Korrosionsfeste Stähle*

Die Verwendung von und die Nachfrage nach rostfreiem Stahl ist in der Reaktorkonstruktion und allen Phasen der damit zusammenhängenden Arbeiten so allgemein, daß jeder Kerntechniker eine gewisse Bekanntschaft mit den Eigenschaften dieses Stahls haben sollte. Diese Eisenlegierungen werden durch ihre Fähigkeit charakterisiert, der Korrosion zu widerstehen, wobei unter „Korrosion" jede Verschlechterung des Metalls durch chemische Reaktion mit seiner Umgebung zu verstehen ist. Es gibt verschiedene Mechanismen und Manifestationen der Korrosion:

1. *Galvanische Korrosion*: Angegriffenwerden durch direkte chemische Wirkung.
2. *Spannungskorrosion*: Die Reaktion wird induziert und beschleunigt durch Spannungen im Metall.
3. *Korrosion durch Erosion*: Folge der Reibungswirkung eines Teilchenstromes auf die Oberfläche.
4. *Ablagerungen*: Bildung von Oberflächenschichten aus Korrosionsprodukten bei hohen Temperaturen.
5. *Korngrenzenkorrosion*: Korrosion unterhalb der Oberfläche, zwischen den Kristallen oder an den Korngrenzen.

Die verschiedenen Elemente, die mit Eisen legiert werden, um korrosionsfesten Stahl zu bilden, sind folgende:

Chrom. Ein Minimum von 12 % dieses Elements ist erforderlich, um eine längere chemische Widerstandsfähigkeit zu gewährleisten. Das Oxyd, das sich bildet, wenn die Oberfläche in einer verdünnten Lösung von Salpetersäure gebadet wird, ist chemisch träge und widersteht einer weiteren chemischen Reaktion.

Nickel. Die mechanischen und Schweißeigenschaften der Legierung werden verbessert durch Hinzufügen von etwa 7 % Nickel. Die Widerstandsfähigkeit gegen „Korrosionsermüdung", d. h. gegen die kombinierte Wirkung von Korrosion und Strukturschwächung an einem schadhaften Punkt, wird durch die Zugabe von Nickel erhöht.

Kohlenstoff. Bei Zugabe von Kohlenstoff nimmt die Härte zu. Die Korrosionsrate jedoch steigt mit wachsendem Gehalt; aber die Fähigkeit, eine Oxydschutzschicht zu bilden, steigt ebenfalls.

Niob und Titan. Diese Elemente sind von größter Wichtigkeit für korrosionsfesten Stahl, der unter hohen Temperaturen, wie sie in einem Leistungsreaktor vorherrschen, beständig sein soll. Beigaben dieser Metalle

verringern die Ausscheidung von Karbiden wie die des Chroms, die an den Korngrenzen beim Übergang von 500° zu 900°C auftritt. Derartige Ausscheidungen führen zu einer gefährlichen Korngrenzenkorrosion, wodurch die Kessel oder Rohre undicht werden oder im extremen Fall sogar auseinanderbrechen. „Niob-stabilisierter“ korrosionsfester Stahl wie der vom Typ 347 erfordert keine Wärmebehandlung nach dem Schweißen, da sich das Niobkarbid in Konkurrenz mit der Bildung von Chromkarbid schneller bildet. „Titan-stabilisierter“ korrosionsfester Stahl erfordert eine sorgfältige Wärmebehandlung nach dem Schweißen. Es ist wichtig zu bemerken, daß Installationen, bei denen die Verbindungen durch Abdichtungen oder direkten Druckkontakt hergestellt werden, keinen stabilisierten korrosionsfesten Stahl erfordern. Da die Materialfrage bei allen Konstruktions- und Entwicklungsproblemen eine kritische Rolle spielt, sind selbst gering scheinende

Tabelle 16

Makroskopische Wirkungsquerschnitte korrosionsfester Stähle

Element	Gewichtsprozente	Dichte (g/cm³)	Anzahl der Atome pro $cm^3 \cdot 10^{24}$	σ_a (barn)	Σ_a (cm^{-1})
Korrosionsfester Stahl Typ 304:					
Cr	18,0	1,3040	0,01510	2,9	0,0488
Ni	8,0	0,5795	0,00595	4,5	0,0268
C	0,08	0,0058	0,00029	0,0045	gering
Mn	2,0	0,1490	0,00158	12,6	0,0200
Si	1,0	0,0725	0,00155	13,0	0,0202
Mo	0,6	0,0434	0,00027	2,4	0,0065
Se	0,07	0,0051	0,00004	11,8	0,0005
S	0,03	0,0022	0,00004	0,49	gering
P	0,04	0,0029	0,00056	0,19	gering
			Gesamtheit der Beimengungen:		0,1228
Fe	69,98	5,0604	0,0546	2,43	0,1330
				Total:	0,2558
Korrosionsfester Stahl Typ 347 (Nb):					
Enthält die gleichen Beimengungen wie Typ 304, außer dem Stabilisierungsmittel					
			Gesamtheit der Beimengungen:		0,1228
Nb	0,80	0,0579	0,00038	1,10	0,0004
Fe	69,08	4,930	0,0532	2,43	0,1295
				Total:	0,2527
Korrosionsfester Stahl Typ 347 (Ti):					
Enthält die gleichen Beimengungen wie Typ 304, außer dem Stabilisierungsmittel					
			Gesamtheit der Beimengungen:		0,1228
Ti	0,48	0,0348	0,00044	5,6	0,0025
Fe	69,40	5,020	0,54200	2,43	0,1315
				Total:	0,2568

Unterschiede in den Materialeigenschaften oft von großer praktischer Bedeutung. Ein Vergleich der physikalischen Konstanten zweier korrosionsfester Stähle — der beiden Typen 304 und 347 — zeigt z. B., daß bei niedrigen Temperaturen ihre Eigenschaften in fast jeder Hinsicht die gleichen sind. Bei hohen Temperaturen ist jedoch der mit Niob stabilisierte Stahl 347 vorzuziehen.

Andere korrosionsfeste Stähle haben folgende Typennummern: 301, 302, 303, 303 B, 308, 309, 310, 316, 321.

Für die meisten Elemente sind die Wirkungsquerschnitte für die Absorption thermischer Neutronen tabuliert, nicht jedoch für Verbindungen oder Legierungen. Da korrosionsfester Stahl ein wichtiges Reaktormaterial ist, ist die Berechnung seines effektiven Wirkungsquerschnittes in Tab. 16 angegeben; diese Berechnungsmethode kann auf alle Legierungen angewendet werden. Man beachte, daß die Anzahl der Dezimalstellen einheitlich gewählt wurde. Da sich die Zahlenwerte auf eine bestimmte Probe eines korrosionsfesten Stahls beziehen, kann das Ergebnis nicht mit der gleichen Genauigkeit auf andere Proben übertragen werden.

9.6 *Spezialmetalle*

Drei Metalle mit hohem Schmelzpunkt, guter Strukturfestigkeit und hoher Widerstandsfähigkeit gegen Korrosion wurden hinsichtlich ihrer Verwendbarkeit in Reaktoren untersucht. Die wichtigsten der hier interessierenden Ergebnisse sind weiter unten angeführt. Tab. 17 gibt zunächst eine Übersicht über die üblichen physikalischen Konstanten dieser Metalle.

Tabelle 17

Eigenschaften spezieller Metalle

Metall	Atomgewicht	Spezifisches Gewicht	Linearer Ausdehnungskoeffizient	Thermische Leitfähigkeit $\left(\frac{\text{cal}}{\text{sec cm °C}}\right)$	Spezifische Wärme $\left(\frac{\text{cal}}{\text{g °C}}\right)$	Elektrischer Widerstand (Ohm cm)
Zirkonium	91,22	6,49	$5{,}4 \cdot 10^{-6}/°C$ bei 20—200° C $8{,}9 \cdot 10^{-6}/°C$ bei 200—700° C	0,05	0,069	$39 \cdot 10^{-6}$
Molybdän	95,95	10,2	$5{,}4 \cdot 10^{-6}/°C$	0,346	0,065	$5{,}7 \cdot 10^{-6}$
Titan	47,90	4,5	$5 \cdot 10^{-6}/°C$	0,130	0,1125	$3{,}2 \cdot 10^{-6}$

Zirkonium. Das Element wird in dem recht häufigen Mineral Zirkon gefunden, aber bisher nicht in größeren Mengen produziert. Sein Wirkungsquerschnitt für thermische Neutronen ist 0,18 barn, also weniger als ein Zehntel desjenigen des Eisens. Für Reaktoren ohne ausreichendes k_∞ wären daher Kühlrohre aus Zirkonium ideal. Der Schmelzpunkt liegt bei 1860° C, was hoch

genug sein müßte für jeden realisierbaren Reaktor. Zirkonium besitzt eine ausgezeichnete Widerstandsfähigkeit gegen Korrosion durch Säuren, ausgenommen Fluorwasserstoffsäure, Königswasser oder heiße konzentrierte Schwefel- oder Phosphorsäure. Daß dies die einzigen Ausnahmen sind, ist sicher eine gute Empfehlung. Der Preis von $ 40 pro kg ist jedoch recht hoch im Vergleich zu dem von Nickel und korrosionsfestem Stahl (1.2 $/kg). Dies mag von der Tatsache herrühren, daß die Methoden seiner Reinherstellung erst in den letzten Jahren entwickelt wurden.

Molybdän. Dieses Metall besitzt einen außergewöhnlich hohen Schmelzpunkt (2627° C) und einen relativ niedrigen thermischen Wirkungsquerschnitt (2,4 barn). Es hat jedoch die ungünstige Eigenschaft, in einer Atmosphäre mit nur einigen Prozent Sauerstoff bei 815° C das flüchtige Oxyd MoO_3 zu bilden. Bei 1000° C löst sich die Oberfläche des Metalls mit einer Rate von 0,13 cm pro Stunde ab, was natürlich die Verwendung des ungeschützten Metalls unmöglich macht. Eine aufgedampfte Siliziumschicht kann die Lebensdauer des Metalls bei diesen hohen Temperaturen steigern.

Titan. Der Wert des Titans liegt in der Häufigkeit, mit der es in der Erdrinde vorkommt, und in der Vielzahl der Eisen- und Kupferlegierungen, die man mit ihm bilden kann. Die spezifischen Festigkeiten einiger seiner Legierungen sind die höchsten, die man kennt. Sein Wirkungsquerschnitt ist jedoch höher als der von Eisen, 5,6 barn. Seine Korrosionsfestigkeit ist mit der des korrosionsfesten Stahls vergleichbar. Der Schmelzpunkt des reinen Materials, das sehr duktil ist, liegt bei 1800° C. Ein Kilo des Metalls kostet 10 Dollar, während das Erz nur 5 Cents kostet.

9.7 *Induzierte Radioaktivität*

Die Aktivierung durch Neutronenabsorption stellt einen wichtigen Faktor bei der Materialwahl für solche Konstruktionsteile dar, die gelegentlich ersetzt werden müssen oder bei Nachweisgeräten Anwendung finden sollen. Bei den gewöhnlichen Metallen oder Legierungen würden wir zuerst an Stahl, Kupfer oder Aluminium denken. Kupfer, ebenso wie Messing oder Bronze, kommt jedoch für verschiedene Verwendungszwecke von vornherein nicht in Frage wegen der Bildung des radioaktiven Isotops Cu^{64}, das eine Halbwertzeit von 12,8 Stunden hat. Obwohl das Hauptisotop des Eisens, Fe^{56} (92 Prozent), durch Absorption eines Neutrons in ein anderes stabiles Isotop, Fe^{57}, übergeht, entsteht eine Aktivierung des Eisens als Folge der Absorption in Fe^{54} und Fe^{58}, was Fe^{55} und Fe^{59} ergibt. Die Verunreinigungen oder Zusätze wie Mangan können jedoch mehr zu der totalen induzierten Aktivität beitragen als das Eisen selbst. Bei reinem Aluminium ist die induzierte Aktivität gering, da das aktive Isotop eine sehr kurze Lebensdauer hat.

Wir wollen nun zeigen, wie man bei der Materialwahl vorzugehen hat, um die induzierte Aktivität zu berücksichtigen. Wir nehmen an, es sei festgelegt worden, das Gebäude für eine Reaktoranlage aus Aluminium zu bauen, da dieses einen niedrigen Wirkungsquerschnitt besitzt. Nun ist noch eine Auswahl unter den drei kommerziellen Typen 2S (rein), 3S (gewöhnliche

Mn-Legierung) und 61S (starke Mg-Legierung) zu treffen. Zunächst ist der Gehalt an Verunreinigungen festzustellen. Die Besonderheiten der oben angegebenen Typen sind in Tab. 18 zusammengestellt.

Tabelle 18

Verunreinigungen in Aluminium (Prozent)

Verunreinigung	2S¹)	3S	61S	Verunreinigung	2S¹)	3S	61S
Fe	1,0	0,7	0,7	Cr			0,35
Si	1,0	0,6	0,8	Ti			0,15
Cu	0,2	0,2	0,4	Mg			1,2
Mn	0,05	1,2	0,15	andere	0,15	0,15	0,15
Zn	0,1	0,1	0,2				

¹) Minimum an Aluminium 99,0%.
Aus: *Aluminum Data Book*, Louisville, Ky.: Reynolds Metal Co.

Außer der Menge der jeweiligen Verunreinigungen bestimmen vier Faktoren die durch thermische Neutronen induzierte Aktivität:

1. das Häufigkeitsverhältnis der Isotope,
2. die Wirkungsquerschnitte der Isotope,
3. die Halbwertzeiten der Produkte,
4. die Art der emittierten Strahlung.

Tab. 19 gibt die numerischen Werte dieser Faktoren für die in Frage kommenden Isotope an.

Wir können nun Tab. 18 und 19 zusammen betrachten. Zunächst könnte man geneigt sein, Typ 61S aus der Liste der Konkurrenten zu streichen, da es zusätzliche Verunreinigungen, nämlich Cr, Ti und Mg, enthält. Cr^{51} emittiert jedoch keine β- oder γ-Strahlen, und die Halbwertzeiten von Ti^{51} und Mg^{27} sind so kurz, daß die Aktivitäten sehr schnell abklingen. Daher muß die Entscheidung zwischen den drei Typen auf Grund der anderen Verunreinigungen gefällt werden. Für Typ 2S ist nur der Maximalbetrag von Fe plus Si angegeben. Es ist jedoch vernünftig, anzunehmen, daß von jedem 0,5% vorhanden sind. Demnach wird 2S am wenigsten von allen drei Typen aktiviert. Was den Typ 3S betrifft, so wird die in ihm induzierte Mn^{56}-Aktivität sehr hoch, da der Wirkungsquerschnitt von Mn^{55} 12,6 barn beträgt und dieses Element keine anderen natürlichen Isotope hat. Wenn es notwendig ist, Reparaturen an der Anlage wenige Stunden nach Aufhören der Neutronenbestrahlung auszuführen, dann ist der 61S-Typ vorzuziehen. Wenn jedoch die Apparatur über eine Zeit von mehreren Monaten „auskühlen“ kann, bevor ein Arbeiten an ihr notwendig wird, stellt das langlebige Zn^{65} die wichtigste übrigbleibende Strahlenquelle dar. Die Aktivität von 3S wird dann — für gleiche Volumina — nur halb so groß wie die des 61S.

Tabelle 19

Aktivierungsanalyse von Verunreinigungen in Aluminium

Element	Isotop des Targets	Häufigkeit (%)	σ_a (barn)	Isotop des Produkts	Halbwert-zeit	hauptsächliche Strahlung (MeV)
$_{13}Al$	27	100	0,215	28	2,3 min	$\beta^-3{,}01$, $\gamma1{,}80$
$_{26}Fe$	54	5,1	2,2	55	2,9 Jahre	*K*
	56	91,6			stabil	
	57	2,20			stabil	
	58	0,33	0,7	59	47 Tage	$\beta^-0{,}4$, $\gamma1{,}2$
$_{14}Si$	28	92,22			stabil	
	29	4,70			stabil	
	30	3,08	0,12	31	2,7 Std.	$\beta^-1{,}5$
$_{29}Cu$	63	69,0	4,3	64	12,9 Std.	$\beta^+0{,}66$, $\beta^-0{,}57$
	65	31,0	2,1	66	4,3 min	$\beta^-2{,}6$, $\gamma1{,}3$
$_{25}Mn$	55	100	12,6	56	2,6 Std.	$\beta^-2{,}8$, $\gamma0{,}84$
$_{30}Zn$	64	48,9	0,5	65	250 Tage	$\gamma1{,}1$
	66	27,8			stabil	
	67	4,1			stabil	
	68	18,6	0,1	69	14 Std.	$\beta^-0{,}86$, $\gamma0{,}44$
			1,0		52 min	
	70	0,63	0,085	71	2,2 min	$\beta^-2{,}1$
$_{24}Cr$	50	4,4	16,3	51	26,5 Tage	*K*
	52	83,7			stabil	
	53	9,5			stabil	
	54	2,4	<0,3	55	1,3 Std.	
$_{22}Ti$	46—59	94,7			stabil	
	50	5,3	0,14	51	6 min	$\beta^-1{,}6$
$_{12}Mg$	24	78,6			stabil	
	25	10,1			stabil	
	26	11,3	0,050	27	9,6 min	$\beta^-1{,}8$, $\gamma0{,}8$

Die Gleichgewichtsaktivität eines Isotops bei stetiger Bombardierung kann aus der Bedingung „Zerfallsrate gleich Bildungsrate" berechnet werden. Letztere ist

$$g = \Phi N A \sigma_a,$$

wo Φ der einfallende Fluß, N die Anzahl der „verunreinigenden" Atome pro cm^3, A die relative Isotopenhäufigkeit und σ_a der Absorptionsquerschnitt des Isotops sind. Um die etwas detailliertere Analyse zu veranschaulichen, vergleichen wir die Gleichgewichtsaktivität infolge des anwesenden Mn in 3S mit der im Aluminium selbst induzierten. Da beide Elemente aus nur je einem Isotop bestehen, wird für Aluminium die Erzeugungsrate pro Einheitsfluß: $g = N\sigma_a = (0{,}060 \cdot 10^{24})\ (0{,}215 \cdot 10^{-24}) = 0{,}013$; für Mn ist die Grammzahl pro Kubikzentimeter gleich 1,2% der des Aluminiums, also $0{,}012 \cdot 2{,}7 = 0{,}0324$. Dies bedeutet, daß die Anzahl der Mn-Atome pro Kubikzentimeter gleich $(0{,}0324)\ (6{,}023 \cdot 10^{23})/55$ oder gleich $0{,}000356 \cdot 10^{24}$ ist. Daher

ist g gleich $(0{,}000356 \cdot 10^{24})\ (12{,}8 \cdot 10^{-24}) = 0{,}00455$. Die Ausbeute an Mn^{56} ist daher ein Drittel der von Al^{28}. Die Aktivität von Aluminium fällt jedoch sehr schnell ab, wenn das Material aus dem Neutronenfluß herausgenommen wird ($t_H = 23$ min), während die Mn-Aktivität anhält ($t_H = 2{,}6$ Std.).

9.8 *Thermische Spannung und thermisches Kriechen*

Die „Brennstoff"elemente und die Rohrwände, welche das Spaltmaterial vom Kühlmittel trennen, sind mechanischen Beanspruchungen infolge thermischer Spannungen ausgesetzt. Die Stärke solcher Kräfte und die Größe ihrer Wirkung, die entweder sofort oder erst nach längerer Zeit eintritt, hängt von dem jeweiligen Metall ab. Dieser Faktor muß nun zusammen mit Absorption, Aktivierung und Korrosionsfestigkeit betrachtet werden.

Elastische Eigenschaften. Um die thermischen Effekte zu verstehen, erinnern wir zunächst an die elementaren Prinzipien der Elastizitätslehre[1]). Wenn ein rechtwinkliger fester Körper einer Spannung (Zugkraft pro Flächeneinheit) ausgesetzt wird, deren Komponente in x-Richtung σ_x ist, so wird er in dieser Richtung um den relativen Betrag ε_x gedehnt (Dehnung pro Längeneinheit). Solange die Substanz innerhalb der Elastizitätsgrenzen bleibt, kann das HOOKEsche Gesetz angewandt werden:

$$\varepsilon_x = \frac{\sigma_x}{E},$$

wo E der Elastizitätsmodul ist. Gleichzeitig tritt eine Dilatation in den beiden anderen Richtungen y und z ein vom Betrage

$$\varepsilon_y = \varepsilon_z = -\nu \frac{\sigma_x}{E},$$

wo das negative Vorzeichen die Kontraktion bezeichnet und ν die POISSON-Zahl ist. Für viele Materialien ist ν rund 0,3. Ein plastisches Material würde einen Wert von $\nu \simeq 0{,}5$ haben; eine spröde Substanz, welche vor dem Eintreten der Kontraktion reißt, hat $\nu \simeq 0$. Die Dehnung in x-Richtung in einem Körper, der einer Zugkraft mit x-, y- und z-Komponenten ausgesetzt ist, kann in folgender Form geschrieben werden:

$$\varepsilon_x = \frac{1}{E}\left[\sigma_x - \nu(\sigma_y + \sigma_z)\right],$$

mit ähnlichen Ausdrücken für ε_y und ε_z. Nun betrachten wir unabhängig davon den Effekt der Erwärmung. Wir erinnern uns, daß ein Metallstab mit dem linearen Ausdehnungskoeffizienten α sich um den Betrag $\varepsilon_x = \alpha T$ je Längeneinheit ausdehnt, wenn seine Temperatur um den Betrag T steigt.

---

[1]) Die verwendete Bezeichnungsweise ist die von S. TIMOSHENKO und J. N. GOODIER, *Theory of Elasticity*, New York: McGraw-Hill Book Co., 1951.

Die allgemeinere Form des HOOKEschen Gesetzes schließt die Möglichkeit sowohl der mechanischen als auch der thermischen Effekte ein:

$$\varepsilon_x = \frac{1}{E}\left[\sigma_x - \nu(\sigma_y + \sigma_z)\right] + \alpha T,$$

$$\varepsilon_y = \frac{1}{E}\left[\sigma_y - \nu(\sigma_z + \sigma_x)\right] + \alpha T,$$

$$\varepsilon_z = \frac{1}{E}\left[\sigma_z - \nu(\sigma_x + \sigma_y)\right] + \alpha T.$$

Wir wollen nun den Betrag der thermischen Spannungen in einem „Brennstoff"element betrachten, das aus einer Uran-Aluminium-Legierung in Form eines Würfels besteht, der von allen Seiten festgehalten wird. Wir nehmen also an, daß die ursprüngliche Größe durch Zwangskräfte aufrechterhalten wird, so daß $\varepsilon_x = \varepsilon_y = \varepsilon_z = 0$. Bei dieser ideal symmetrischen Form werden alle Spannungen gleich: $\sigma_x = \sigma_y = \sigma_z = \sigma$. Addiert man die drei oben angegebenen Gleichungen, so erhält man

$$0 = \frac{1}{E}\left[3\sigma - \nu(6\sigma)\right] + 3\alpha T,$$

also

$$\boxed{\sigma = \frac{-E\alpha T}{1 - 2\nu}.}$$

Wir nehmen nun an, der Temperaturanstieg im Element betrage 50° C. Der Elastizitätsmodul von sehr reinem Aluminium beträgt $0{,}7242 \cdot 10^6$ kp/cm² und ν ist gleich 0,33. Für die Spannungen ergibt sich dann

$$\sigma \simeq \frac{(0{,}7242 \cdot 10^6 \text{ kp/cm}^2)\ (26{,}9 \cdot 10^{-6}/°\text{C})\ (50°)}{1 - 0{,}66} \simeq 2860 \text{ kp/cm}^2.$$

Dies liegt beträchtlich über der Festigkeitsgrenze von Aluminium, die bei Zimmertemperatur ungefähr 1000 kp/cm² beträgt. Die Bedingungen, denen das Brennstoffelement in unserem Beispiel unterworfen wurde, sind sehr extrem. Das Beispiel zeigt jedoch, daß thermische Spannungen beim Entwurf eines Reaktors wichtig sein können. Als praktischeres Beispiel betrachten wir die axialen Spannungen in einem langen festen Uranstab vom Radius r_0 bei einer radialen Temperaturverteilung $T(r)$. Die Enden des Zylinders seien festgehalten, so daß die axiale Dehnung ε_z gleich null ist. Die entsprechende Formel für die axiale Spannung ist in diesem Fall

$$\sigma_z = \frac{\alpha E(\bar{T} - T)}{1 - \nu},$$

wo $\bar{T}$ die mittlere radiale Temperatur ist (hier der arithmetische Mittelwert).

Die Maximalspannung für einen Uranzylinder, bei dem die Temperatur auf der Achse gleich 500°C und an der Oberfläche $r = r_0$ gleich 250°C ist, wird mit $\alpha = 26{,}9 \cdot 10^{-6}/°\mathrm{C}$, $\nu = 0{,}3$ und $E = 70{,}31 \cdot 10^4$ kp/cm² (angenommener Wert) gleich

$$(\sigma_z)_{\max} = \frac{26{,}9 \cdot 10^{-6} \cdot 70{,}31 \cdot 10^4 \cdot (375 - 250)}{1 - 0{,}3} = 3377 \text{ kp/cm}^2.$$

Für kaltbearbeitetes Uran wird die Dehnungsfestigkeit zu 14062 kp/cm² angegeben, was sich vermutlich auf Zimmertemperatur bezieht. Bei hohen Betriebstemperaturen erwartet man Kriechverzerrungen, wenn die Enden des Metallzylinders festgehalten werden.

Eine besondere Untersuchung der Spannungsverhältnisse ist erforderlich, wenn es sich um die innere Erwärmung von Behältern für flüssiges Spalt- oder Reflektormaterial durch Absorption von γ-Strahlen handelt. Wir nehmen an, ein Strom von γ-Strahlen aus einem Reaktorkern fällt auf die innere Oberfläche eines großen Stahlbehälters. Die Größe der auftretenden thermischen Spannungen kann durch Berechnungen abgeschätzt werden: a) Verteilung der Wärmequellen, berechnet aus der Abnahme der γ-Energie; b) Temperaturabfall zwischen innerer und äußerer Oberfläche, berechnet aus dem Wärmefluß; c) Spannung, die sich aus dem Temperaturgradienten ergibt. Zur Illustration nehmen wir an, ein Strom von (2-MeV)-γ-Quanten von der Intensität 10^{14} cm^{-2} sec^{-1} trifft auf eine Stahlwand von $t = 2{,}54$ cm Dicke auf. Wenn der Radius des Behälters groß ist, erfolgt die Schwächung der γ-Strahlung nach dem Gesetz:

$$I = I_0 e^{-\mu x}$$

oder

$$dI = -\mu I_0 e^{-\mu x} dx,$$

wo sich I entweder auf die Intensität oder die Energie bezieht und x die radiale Koordinate darstellt. Der Bruchteil der einfallenden Energie, der absorbiert wird, ist gleich

$$\frac{\int\limits_{x=0}^{x=t} dI}{I_0} = -\mu \int\limits_0^t e^{-\mu x} dx = 1 - e^{-\mu t}.$$

Mit $\mu = 0{,}02$ cm²/g oder $0{,}16$ cm^{-1} für Eisen (unter Vernachlässigung der Comptonstreuung) und $t = 2{,}54$ cm wird $\mu t = 0{,}4$, und der absorbierte Anteil ergibt sich zu 0,33. Die einfallende Leistung beträgt (2 MeV) ($1{,}6 \cdot 10^{-13}$ Watt sec/MeV) (10^{14} cm^{-2} sec^{-1}) = 32 Watt/cm². Um die weiteren Rechnungen zu vereinfachen, nehmen wir an, daß die Wärmequellen innerhalb des Kessels gleichmäßig verteilt sind, und zwar mit einer Dichte von $\bar{q} =$ (32 Watt/cm²) (0,33) /2,54 cm = 4,2 Watt/cm³ = 1,0 cal cm^{-3} sec^{-1}. Der Temperaturabfall im Metall ist zu bestimmen unter Anwendung der Regel, daß die gesamte Wärme,

welche zwischen der Außenseite (welche isoliert sein möge) und jeder Oberfläche x vorhanden ist, diese Oberfläche passieren muß (Abschn. 10.1). Daher wird

$$k\frac{dT}{dx} = \int_x^t \bar{q}\,dx = \bar{q}\,(t - x)\,.$$

Als Temperaturabfall ergibt sich

$$T = \frac{\bar{q}}{k}\int_0^t (t - x)\,dx = \frac{\bar{q}t^2}{2k}\,.$$

Nehmen wir für die Leitfähigkeit des Stahls einen Wert von $k = 0{,}1$ cal/sec °C cm an, so finden wir

$$T = \frac{(1{,}0 \text{ cal/sec cm}^3)\,(2{,}54 \text{ cm})^2}{2\cdot(0{,}1 \text{ cal/sec °C cm})} = 12{,}7\,°\text{C}.$$

Wenden wir die Näherungsformel für die Spannung $\sigma = -\alpha E T/(1 - \nu)$ mit $E = 0{,}21093\cdot 10^7$, $\alpha = 11{,}7\cdot 10^{-6}/°\text{C}$ und $\nu = 0{,}33$ an, so erhalten wir näherungsweise

$$\sigma = \frac{(0{,}21093\cdot 10^7)\,(11{,}7\cdot 10^{-6})\,12{,}7}{1 - 0{,}33} = 467 \text{ kp/cm}^2.$$

Dies ist ein erstaunlich hoher Wert, wenn man den relativ geringen Temperaturabfall berücksichtigt. Es könnte u. U. zweckmäßig sein, den Kessel durch eine Schicht wärmeabsorbierenden Materials zu schützen, in dem Spannungen keine Rolle spielen. Schließlich ist zu bemerken, daß die Berechnungen verbessert werden können, indem man die tatsächlich vorhandene Ungleichförmigkeit in der Verteilung der Wärmequellen berücksichtigt und die exakte Spannungsformel anwendet.

Das Kriechen. Als Folge der thermischen Spannungen in einem Reaktor kann eine plötzliche Verzerrung oder sogar ein Bruch des Spaltmaterials oder eines anderen Konstruktionsteils eintreten. Ein heimtückischeres Phänomen ist das *Kriechen*, das sich erst über einen längeren Zeitraum hin bemerkbar macht. Unter dem Einfluß einer konstanten Zugspannung dehnt sich das Material fortschreitend mit der Zeit, und zwar mit einer Geschwindigkeit, die von vielen Faktoren abhängt: Gewicht, Temperatur, Abmessungen und natürlich vom Material selbst. Bis etwa zum Jahre 1920 war man sich der Bedeutung des Kriechens nicht bewußt; erst damals begann man, die einschlägigen Untersuchungen bei der Konstruktion von Benzinmotoren und Dampfturbinen zu berücksichtigen; die Entwicklung des Hochtemperaturreaktors hat neue Forschungen in dieser Richtung angeregt, von denen viele noch nicht abgeschlossen sind. Der Effekt ist offensichtlich eine Folge sowohl elastischer als auch plastischer Verformungen. Die Kriechkurve für ein typisches Material besteht aus vier Teilen: Ausdehnung, Gebiet mit abnehmender Ausdehnungsrate, Gebiet mit linearem Anstieg und schließlich ein Gebiet mit wachsender Ausdehnungsrate bis zum Bruch. Die Zeiten, welche die

Kräfte benötigen, um sich bemerkbar zu machen, können sehr groß sein. In einem typischen Laboratoriumstest kann die Zeit, die ein weicher Stahl für eine Veränderung um 3% braucht, 5000 Stunden betragen. Der Ausdruck *Kriechgrenze* oder *Kriechfestigkeit* ist ein nur ungenau definierter Term, da er die Dehnung bedeutet, bei der auch in einer „sehr langen Zeit" kein Reißen eintritt. Es kann jedoch immer eine Spannung gefunden werden, bei der die Änderungsrate von der Größenordnung 10^{-5}/Tag ist. Für einen Stahl mit einer Dehnungsgrenze von 6,8 t/cm² beträgt die Kriechgrenze bei 300°C etwa 2,7 t/cm². In einem Teil der Kurve kann die Kriechrate bei konstanter Temperatur durch eine Exponentialkurve

$$u = C e^{\gamma \sigma}$$

dargestellt werden, wo C und γ Konstanten sind und σ die Spannung ist. Als allgemeine Verhaltungsweisen findet man: a) die Kriechrate wächst wie erwartet mit der Belastung an, in einigen Fällen jedoch verfestigt die anfängliche Dehnungsarbeit die Probe, wodurch sie weniger kriechfähig wird; b) die Kriechrate nimmt mit der Temperatur zu. Oberhalb einer bestimmten Temperatur scheint jede Zugspannung ein kontinuierliches Kriechen zu ergeben. Obwohl bereits viele Daten über die wichtigsten Verbindungen gesammelt wurden, ist man weit von einem vollständigen Verständnis der Prozesse entfernt, wie dies bei manchen Phänomenen der Fall ist, die beim festen Zustand der Materie auftreten. Es sind verschiedene Wege zur Verbesserung der Kriechfestigkeit gefunden worden. Die Wärmebehandlung, die eine hohe Anfangsfestigkeit ergibt, gibt nicht notwendig auch die höchste Festigkeit für langdauernde Belastungen. Als neues Kriterium für die Wärmebehandlung sollte gelten, daß die Behandlung einen stabilen metallurgischen Zustand ergibt. Kriechfeste Legierungen sind für gewöhnlich aus zwei oder mehreren der folgenden Elemente zusammengesetzt: Ni, Cr, Fe und Co. Wie auf Grund dieser Regel zu erwarten ist, sind die korrosionsfesten Stähle kriechfester als die gewöhnlichen Stähle. So ergeben sich z. B. für die Kräfte, die zum Erreichen des Bruches in 1000 Stunden bei einer Temperatur von 600°C erforderlich sind, folgende Werte:

	Zug (t/cm²)
Stahl mit 0,15 % Kohlenstoff	0,31
Kohlenstoff-Molybdän-Stahl	0,85
Molybdän-Vanadium-Stahl	1,55
18-8 korrosionsfester Stahl	2,17

Es existiert auch eine Beziehung zwischen dem Schmelzpunkt einer Legierung und dem Temperaturbereich, in dem das Kriechen klein ist. So erweisen sich Elemente mit hohem Schmelzpunkt wie Titan, Vanadium, Zirkonium, Niob, Molybdän, Tantal und Wolfram als zweckmäßige Komponenten für Legierungen.

9.9 *Strahlungsschäden*

Keine Diskussion von Reaktormaterialien wäre vollständig, wenn sie nicht den Einfluß der Kernstrahlung auf deren Struktureigenschaften und physikalische Eigenschaften mit einschließen würde. Bisher weiß man jedoch noch relativ wenig über die Größe der Strahlungseinflüsse auf die Reaktorkomponenten, obwohl viele Tests im Laboratoriumsmaßstab beschrieben worden sind, die z. B. in dem Artikel von SLATER und DIENES (siehe Literaturverzeichnis) zitiert sind. In diesem Abschnitt wollen wir kurz den Vorgang der Strahlungsschädigung beschreiben. Vor einigen Jahren studierte LIND die *Effekte* von *α-Teilchen und beschleunigten Elektronen* auf eine große Anzahl von Chemikalien. Dabei fand er, daß Dissoziation der Komponenten und Farbänderungen und Veränderungen anderer Eigenschaften des Materials erzeugt werden können. Bis zur Entwicklung von Reaktoren waren diese Effekte kaum mehr als von akademischem Interesse.

Die hochenergetischen Teilchen, welche Schäden im Material verursachen, sind a) Neutronen, die auf den Kern, mit dem sie zusammenstoßen, einen Impuls übertragen, der ihn als positives Ion beschleunigt, b) γ-Strahlen, die vom Atom einige Elektronen abspalten und ihnen genügend Energie für weitere Ionisationen mitgeben, und c) Spaltprodukte, die zunächst ebenfalls positive Ionen sind. Wir können leicht die mittlere Energie abschätzen, die den verschiedenen Kernen durch Neutronen oder Spaltprodukte bei einem Stoß mitgeteilt wird. Wie in Kap. II gezeigt wurde, ist die mittlere Änderung des Logarithmus der Energie E eines Neutrons bei einem elastischen Stoß gleich ξ; die entsprechende Energieänderung beträgt $\Delta E = (1 - e^{\xi})E$, was für die meisten Elemente mit einem Atomgewicht größer als 10 näherungsweise in der Form ξE geschrieben werden kann. Die Energiebeträge, die auf die Kerne dreier in der Reaktortechnik gebräuchlicher Substanzen beim Stoß durch Neutronen von 1 MeV übertragen werden, sind in Tab. 20 zusammengestellt. Die resultierenden Energien liegen weit höher als die Bindungsenergien der Atome in den Molekülen oder im Metallgitter, die von der Größenordnung einiger Elektronenvolt sind. Um die Effekte der energiereichen Teilchen zu verstehen, müssen wir zunächst einen Überblick geben über die Klassifikation der chemischen oder physikalischen Bindungen, welche die Atome in den Molekülen zusammenhalten.

Tabelle 20

Die an verschiedene Kerne von 1-MeV-Neutronen übertragenen Energien

Kern	Massenzahl	ξ	E (eV)
U	238	0,0084	8 400
Al	27	0,073	73 000
C	12	0,159	159 000

Die Atome in den *kovalenten* Verbindungen, wie den Gasen, Flüssigkeiten und organischen Stoffen, werden durch starke Kräfte vom Austauschtyp zusammengehalten, ein Ausdruck, der von der Tatsache herrührt, daß zwei

oder mehrere Atome sich in das gleiche Elektron teilen. Die entstehenden Moleküle ziehen sich untereinander in keiner Weise an. Eine Strahlung, welche genügend Energie besitzt, um die Bindungskräfte zu überwinden, verursacht ein Auseinanderbrechen der Moleküle in freie Atome oder Radikale. Die chemische Zusammensetzung wird bei diesen Substanzen durch die Strahlung offensichtlich geändert. *Ionen*verbindungen, wie Oxyde und Salze mit

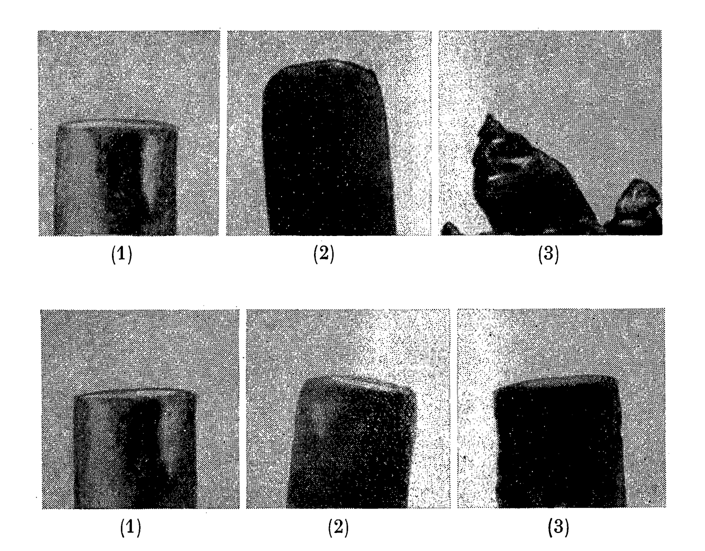


Abb. 67. Einfluß von Neutronen auf ein Brennstoffelement eines Reaktors
Oben: ohne metallurgische Vorbehandlung
1. vor dem Einsetzen, 2. nach der Exponierung,
3. nach doppelter Exponierung.
Unten: mit metallurgischer Vorbehandlung
1. vor dem Einsetzen, 2. nach der Exponierung,
3. nach doppelter Exponierung.
Entnommen aus *Nucleonics*, September 1952. Copyright 1952 by McGraw-Hill Publishing Co., Inc.

hohem Schmelzpunkt, z. B. KCl, bestehen aus einem Ionengitter, das durch die Anziehungskräfte der positiven und negativen Ladungen zusammengehalten wird. Die Strahlung verursacht hier nur eine vorübergehende Ionisation der Gitterbausteine. Eine Farbänderung kann eintreten, sie ist jedoch lediglich eine Folge davon, daß Elektronen an den Gitterfehlstellen eingefangen werden, was die allgemeinen Materialeigenschaften nicht beeinflußt. *Metalle* setzen sich aus positiven Ionen und einer großen Anzahl freier Elektronen zusammen. Wenn eine Strahlung auf ein Metall auftrifft, erhalten

die Elektronen vorübergehend mehr kinetische Energie oder werden in höhere Energiezustände geworfen, von denen sie jedoch nach kurzer Zeit in die Ausgangszustände zurückkehren. In keinem Fall tritt eine permanente Schädigung ein. Die Ionenverbindungen und die Metalle sind jedoch dem *Wigner-Effekt* unterworfen, eine Bezeichnung, welche für die Versetzung der Atome von ihrem normalen Gitterplatz bei Beschuß mit schweren Teilchen eingeführt wurde. Nur wenige Einzelheiten sind in der freigegebenen Literatur über die Auswirkungen dieses Effektes zu finden, aber er scheint bei Metallen von beträchtlicher Wichtigkeit zu sein.

Abb. 67 zeigt den *Effekt von Neutronen* auf ein Brennstoffelement eines Reaktors. Um *Nucleonics* zu zitieren: „Anfänglich war die Probe ein glatter Zylinder. Nach der Bestrahlung nahm er an Größe zu, und nach weiterer Bestrahlung zerbröckelte er. Die Aufnahmen des Zustandes nach der Bestrahlung wurden in einem ‚heißen' Laboratorium durch eine dicke Glaswand gemacht. Sie geben daher die Details nicht sehr gut wieder . . . In der unteren Reihe ist ein ähnliches Element zu sehen, das metallurgisch in bestimmter Weise behandelt wurde (vor der Bestrahlung). Obwohl hier auch noch eine Strahlungsschädigung festzustellen ist, so ist sie doch wesentlich geringer."

Im Fall einer kovalenten Verbindung ist dieser Prozeß von geringerer Bedeutung als das Auseinanderfallen der Moleküle, da die schweren Teilchen den größten Teil ihrer Energie durch Ionisation und nicht durch elastische Stöße verlieren.

Die Effekte der Strahlung auf Gase sind eingehender untersucht worden als die auf andere Materialien. Das Umgekehrte wäre besser, da unser Hauptinteresse den für die Konstruktion oder die elektrische Isolation benutzten Festkörpern gilt oder aber den als Kühlmittel oder Lösungsmittel (für das Spaltmaterial in homogenen Reaktoren) benutzten Flüssigkeiten.

Als Beispiel eines bekannten Mechanismus eines Strahlungseinflusses in Flüssigkeiten werden wir den Effekt diskutieren, der in Wasser durch den Beschuß mit Spaltprodukten hervorgerufen wird. Die Reaktion findet in zwei Stufen statt mit Wasserstoffsuperoxyd als Zwischenprodukt:

$$2\,H_2O \rightarrow H_2O_2 + H_2,$$

$$H_2O_2 \rightarrow H_2O + \tfrac{1}{2}\,O_2.$$

Das Wasserstoffsuperoxyd, das im Fall kontinuierlicher Bestrahlung eine bestimmte Gleichgewichtskonzentration erreicht, kann die chemische Stabilität eines im Wasser gelösten Salzes, z. B. eines Uransalzes, zerstören. Die Bildungsrate der Dissoziationsprodukte in einem Water-Boiler, der bei 10 kW betrieben wird, ist mit 25—33 cm^3/sec angegeben. Dies wurde schon besprochen im Zusammenhang mit dem Problem der Knallgasbeseitigung im Water-Boiler, Kap. VIII.

Eine gründliche Untersuchung der Einwirkung des Neutronen-γ-Flusses eines Reaktors auf viele handelsübliche plastische Stoffe wurde von Sisman und Bopp unternommen. Auf Grund ihrer Ergebnisse und der Kenntnis der zu erwartenden Exponierungsdauer kann man leicht eine Auswahl unter

Tabelle 21 Widerstandsfähigkeit von Kunststoffen gegen Strahlung[1])

Kunststoff	Exponierung 10^{18} *nvt*	Änderung der Eigenschaften
1. Mineralgefülltes Furan und Phenol: Duralon, Haveg 41, Asbestfaser-Bakelit, Asbestgewebe-Bakelit und Karbat	10	Geringe Änderung außer einer Verdunklung der Farbe.
2. Styrenpolymere: Amphenol und Styron 411 C	10	Geringe Änderung außer einer Verdunklung der Farbe.
3. Modifiziertes Styrenpolymer: Styron 475	10	Stoßwiderstand und Dehnung nehmen ab, bis sie die Werte des unmodifizierten Styrenpolymers erreicht haben.
4. Anilinformaldehyd (Cibanit) und Polyvinylcarbazole (Polectron)	10	Zugfestigkeit nimmt etwas ab.
5. Polyäthylen und Nylon	10	Stoßfestigkeit nimmt ab, aber Zugfestigkeit wächst. Diese Kunststoffe werden so brüchig, daß die Ecken der Proben abbröckeln.
6. Mineralgefüllte Polyester: Plaskon und Alkyd	10	Zug- und Stoßfestigkeit nehmen um ungefähr 50 % ab.
7. Ungefüllte Polyester: Selectron 5038 und CR-39	5	Es bilden sich kleine Risse. Zug- und Stoßfestigkeit nehmen ab.
8. Phenole mit Zellulosefüllungen: Bakelit auf Papierbasis, Leinengewebe-Bakelit und Micarta	3	Werden brüchig, schwellen an, Stoß- und Zugfestigkeit nehmen ab.
9. Melamin und Urea: Melmac, Beeke, Plaskon Urea und Plaskon Melamin	2	Stoß- und Zugfestigkeit nehmen um 50 % ab.
10. Ungefüllte Phenole: Catalin	1	Stoß- und Zugfestigkeit nehmen um 50 % ab.
11. Vinylidenchlorid (Saran B 115) und Vinylchloridazetat (Vinylit)	0,5	Werden weicher, schwärzer, entwickeln HCl und die Zugfestigkeit nimmt ab.
12. Kasein (Ameroid), Methylmethacrylat (Lucit), Teflon, Fluorothen und die Zellulosen: Nitrozellulose (Pyralin), Azetatbutyratzellulose (Tenit II), Propnatzellulose (Fortizel) und Äthylzellulose (Ethocel R — 2)	0,1	Stoß- und Zugfestigkeit nehmen um 50 % ab.

[1]) Sisman, O., und C. D. Bopp, *Physical Properties of Irradiated Plastics*, ORNL-928. Technical Information Service; Oak Ridge National Laboratory, 29. Juni 1951.

den in Frage kommenden Werkstoffen für Behälter, Isolatoren, Ventile und Abschirmungen treffen. Die benutzte Strahlung stellte eine Mischung aus thermischen Neutronen, epithermischen Neutronen (60 % des thermischen Flusses) und γ-Strahlen (50 % des thermischen Flusses) dar. Die angegebenen Schädigungswirkungen sind auf den integrierten thermischen Fluß $\Phi t (= nvt)$ bezogen. Wie aus Tab. 21 ersichtlich ist, bleiben die meisten plastischen Stoffe unbeeinflußt bis zu einem Wert von $nvt = 10^{17}$. Daher wird z. B. die Isolierung eines Teilchendetektors, der einem Fluß dieser Zusammensetzung von der Stärke 10^9 ausgesetzt ist, als zuverlässig betrachtet werden können für eine Betriebsdauer von

$$\frac{10^{17}\left(\frac{\text{Neutronen}}{\text{cm}^2}\right)}{10^9\left(\frac{\text{Neutronen}}{\text{cm}^2\ \text{sec}}\right) 3\cdot 10^7\left(\frac{\text{sec}}{\text{Jahr}}\right)} \simeq 3\ \text{Jahre}.$$

Die Ergebnisse bei den plastischen Stoffen zusammenfassend, kann man sagen, daß Stoffe wie Polyäthylen, Nylon und asbestgefüllte Phenole gute Stoffe sind; Teflon, Luzit und Plastiken auf Zellulosebasis dagegen weniger gut.

Aufgaben

9.1 Man vergleiche die effektive oder mittlere Bremskraft $(\overline{\text{BK}})$ von flüssigem Ammonium und leichtem Wasser unter Verwendung der Formel $(\overline{\text{BK}}) = \xi_1 \Sigma_1 + \xi_2 \Sigma_2 + \cdots$, wo sich die Indizes auf die jeweiligen Atome beziehen.

9.2 Man mache einen groben Kostenanschlag für folgende beide Reaktoren:

1. reines U^{235}, Beryllium als Moderator,
2. natürliches Uran, D_2O als Moderator.

Man nehme an, daß natürliches Uran \$ 35/g und U^{235} \$ 20/g kosten (W. H. Zinn, Nucleonics, September 1952, S. 8), und ferner, daß das Volumenverhältnis „Spaltmaterial zu Moderator" in beiden Fällen das gleiche ist.

9.3 Man bestimme den makroskopischen Wirkungsquerschnitt für thermische Neutronen von Messing (67 % Cu, 33 % Zn, spezifisches Gewicht 8,4). Man wiederhole die Rechnung für Monel (60 % Ni, 33 % Cu, 6,5 % Fe, spezifisches Gewicht 8,9).

9.4 Welche Dicke muß ein Zirkoniumrohr von 3 cm Durchmesser haben, um ein Rohr aus korrosionsfestem Stahl von 0,06 cm Durchmesser zu ersetzen, ohne die Absorption thermischer Neutronen dabei zu vergrößern?

9.5 Man bestimme, welches die am meisten und die am wenigsten gefährliche Verunreinigung in einem Metall vom Standpunkt der Aktivierung aus ist: Mg, Mn oder Si, wenn jedes mit den gleichen Gewichtsprozenten enthalten ist. Man betrachte (a) die Gleichgewichtsaktivität und (b) die Aktivität nach einer einstündigen „Abkühlung".

9.6 Es ist zwischen einem Blei- und einem Teflon-Ventil für einen Verschluß zu wählen, der sich an einer Stelle befindet, wo der Neutronenfluß 10^{11} beträgt. Wie soll man sich entscheiden?

9.7 Wenn der thermische Neutronenfluß an der Oberfläche eines Reaktorkerns von 60 cm Durchmesser 10^{12} Neutronen/cm^2·sec beträgt, wie weit nach außen muß dann ein Anzeigegerät mit Mikartaisolation in einer thermischen Säule aufgestellt werden, um ein sicheres Arbeiten während eines Jahres zu garantieren? (Der Neutronenfluß in dem Graphit, das einen Reaktor umgibt, fällt etwa wie $e^{-0,02r}/r$ ab, wo r in cm zu messen ist.)

9.8 Man vergleiche die thermischen Spannungen, die in dem in Abschn. 9.8 beschriebenen Stahlkessel auftreten, wenn die wirklich vorhandene exponentielle Verteilung der Wärmequellen im Metall zugrunde gelegt wird, mit dem Resultat, das sich bei Annahme einer gleichförmigen Verteilung ergibt.

9.9 Es sei notwendig, einen Vermehrungsfaktor k_∞ von 1,4 in einem U^{235}-Wasser-Metall-Reaktor mit einem „Metall zu Wasser"-Verhältnis von 0,3 zu erreichen. Man vergleiche die erforderliche Materialmenge für zwei verschiedene Metalle — korrosionsfester Stahl und Zirkonium — und schätze die relativen Kosten einschließlich des Spaltmaterials ab. *Hinweis*: Man benutze die in Abschn. 9.6 und Aufg. 9.2 angegebenen Preise.

Literatur

LYON, RICHARD N., Ed., *Liquid Metals Handbook*, Washington, D. C.: U. S. Government Printing Office, Juni 1952.

TROCKI, THOMAS, *Liquid Metals Are Good Heat-Transfer Agents*, General Electric Review, Mai 1952, S. 22.

SMYTH, H. D., *Atomic Energy for Military Purposes*, Princeton: Princeton University Press, 1945. Siehe insbesondere Kap. VI, VII, VIII.

The AEC Cross Sections Advisory Group. *Neutron Cross sections*, AECU-2040, Washington, D. C.: Office of Technical Services, U. S. Department of Commerce, 1952.

Stainless Steels, Cleveland: Republic Steel Corp. 1951.

UDY, M. C., H. L. SHAW und F. W. BOULGER, *Properties of Beryllium*, Nucleonics, Mai 1953, S. 52.

MCCORKLE, W. H., *Heavy Water in Nuclear Reactors*, Nucleonics, Mai 1953, S. 21.

WAY, K., und andere, Eds., *Nuclear Data*, NBS Circular 499. Washington, D. C.: U. S. Government Printing Office, 1. September 1950. Siehe auch die Nachträge 1. 25. April 1951; 2. 26. November 1951; 3. 9. Juni 1952.

GELLER, R. F., *A Survey of Ceramics for Nuclear Reactors*, Nucleonics, Oktober 1950.

Ceramic Materials for Reactors, Nucleonics, Juli 1953, S. 20.

The Role of Engineering in Nuclear Energy Development, TID-5031. Technical Information Service; Oak Ridge National Laboratory, Dezember 1951. Siehe die Abschn. von J. A. LANE, S. 58, und G. E. EVANS, S. 272.

SHELTON, S. M., *Zirconium*, Scientific American, *184* Nos. 6, 18, 1951.

MILLER, E. C., *Zirconium: A Structural Material for Nuclear Reactors*, Nucleonics, Juli 1953, S. 27.

BILLINGTON, D. S., und S. SIEGEL, *Effect of Nuclear Reactor Radiation on Metals*, AECD-2810. Oak Ridge National Laboratory, freigegeben 22. März 1950.

ALLEN, A. O., *Effects of Radiation on Materials*, MDDC-962. Clinton Laboratories, freigegeben 20. Mai 1947.

Radiation Damage in Reactor, Nucleonics, September 1952, S. 11.

TIMOSHENKO, S., und J. N. GOODIER, *Theory of Elasticity*, New York: McGraw-Hill Book Co., 1951.

SULLY, A. H., *Metallic Creep and Creep Resistant Alloys*, London: Butterworth's Scientific Publications, 1949.

SAMANS, CARL H., *Engineering Metals and Their Alloys*, New York: The Macmillan Co., 1949.

SLATER, J. C., *The Effects of Radiation on Materials*, Journ. Appl. Phys. *22*, 237, 1951.

Annual Review of Nuclear Science, Stanford, Cal.: Annual Reviews, Inc., 1953, Bd. 2, Artikel von G. D. DIENES, *Radiation Effects in Solids*.

Materials and Equipment for Reactors, Nucleonics, Juni 1953, S. 17. Sonderbericht der Nucleonics.

MARIN, JOSEPH, *Engineering Materials*, New York: Prentice-Hall, Inc., 1952.

KEYSER, C. A., *Basic Engineering Metallurgy*, New York: Prentice-Hall, Inc., 1952.

SISMAN, O., und C. D. BOPP, *Physical Properties of Irradiated Plastics*, ORNL-928. Technical Information Service; Oak Ridge National Laboratory, 29. Juni 1951.

KAPITEL X

GRUNDLAGEN DER WÄRMEÜBERGANGS- UND STRÖMUNGSLEHRE

Für die Konstruktion eines Reaktors ist ein Verständnis der Theorie des Wärmeübergangs und ihrer Anwendung ebenso wichtig wie die Kenntnis der kernphysikalischen Tatsachen und Gesichtspunkte, da beide Problemkreise stets gleichzeitig berücksichtigt werden müssen. Ein Reaktor, der nur die „kritische" Bedingung berücksichtigt, kann z. B. einen sehr geringen Wirkungsgrad besitzen; andererseits würde ein Reaktor, der nur im Hinblick auf hohe

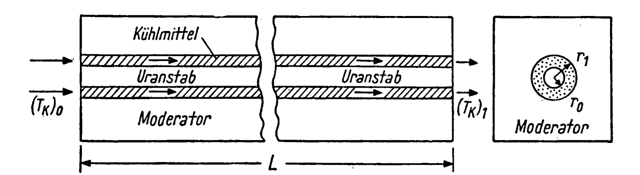


Abb. 68. Kühlung einer heterogenen Reaktorzelle

Energieerzeugung gebaut ist, möglicherweise überhaupt nicht funktionieren. Daher muß der Kerningenieur außer kernphysikalischen Kenntnissen zumindest eine gewisse Einsicht in verschiedene Zweige der technischen Wissenschaften besitzen.

In diesem Kapitel werden wir die Theorie des Wärmeübergangs sowie der Strömungen einer zirkulierenden Flüssigkeit behandeln und praktische Konstruktionsformeln aufstellen. Besonderer Nachdruck wird dabei auf die Untersuchung des Wärmeübergangs in einem Reaktor und den Entwurf entsprechender Anlagen gelegt, wobei die tatsächlichen numerischen Werte für verschiedene Eigenschaften des Kühl- und des Spaltmaterials benutzt werden.

10.1 *Grundgleichungen des Wärmeübergangs bei der Reaktorkühlung*

Wir wollen untersuchen, unter welchen Bedingungen eine gegebene Wärmeentwicklung aus einem heterogenen Reaktor abgeführt werden kann, wenn das Kühlmittel durch ringförmige Kanäle um zylindrische Uranstäbe fließt, die in einem festen Bremsmaterial eingebettet sind. Die in Abb. 68 skizzierte Anordnung möge sich also durch den ganzen Reaktor hindurch wiederholen. Die

Wärme wird durch Spaltung innerhalb der Uranstäbe erzeugt und an die vorbeifließende Kühlflüssigkeit abgegeben. Um das Problem zu vereinfachen, nehmen wir an, daß der Neutronenfluß im Innern der Stäbe überall den gleichen Wert hat und auch sonst gleichförmig im Reaktor verteilt ist. Dies stellt natürlich einen idealisierten Zustand dar, der selbst dann nicht realisiert ist, wenn ein guter Reflektor die Flußverteilung gleichmäßiger macht. Eine bessere Annäherung an die wirkliche Situation wird in Kap. XII behandelt werden, wo die Theorie in strengerer Form auf einen bestimmten Leistungsreaktor angewandt wird.

Das erste Grundgesetz des Wärmeübergangs besagt:

Die erzeugte Wärmemenge dient ausschließlich zur Erhöhung der Temperatur des Kühlmittels. Andere Wärmeverluste (Ableitung durch den Moderator oder Strahlung) sind mit Sicherheit zu vernachlässigen. In mathematischer Form lautet das obige Grundgesetz:

$$\boxed{\begin{aligned} Q &= cM[(T_k)_1 - (T_k)_0], \\ \left[\frac{\text{cal}}{\text{sec}}\right] &= \left[\frac{\text{cal}}{\text{g}\,{}^\circ\text{C}}\right]\left[\frac{\text{g}}{\text{sec}}\right][{}^\circ\text{C}]. \end{aligned}} \tag{10.1}$$

Dabei ist

Q: gesamte pro Zeiteinheit erzeugte und abgeführte Wärmemenge,
c: spezifische Wärme des Kühlmittels,
M: Massenfluß des Kühlmittels,
$(T_k)_0$: Eintrittstemperatur des Kühlmittels,
$(T_k)_1$: Austrittstemperatur des Kühlmittels.

Zur Berechnung von M verwendet man die Definitionsgleichung

$$M = \varrho v A,$$
$$\left[\frac{\text{g}}{\text{sec}}\right] = \left[\frac{\text{g}}{\text{cm}^3}\right]\left[\frac{\text{cm}}{\text{sec}}\right][\text{cm}^2],$$

mit

ϱ: Dichte des Kühlmittels,
v: Geschwindigkeit des Kühlmittels,
A: Kühlrohrquerschnitt.

Für ringförmigen Querschnitt wird

$$A = \pi(r_1^2 - r_0^2) = \pi(r_1 + r_0)(r_1 - r_0).$$

Wir wollen nun Q für folgendes Beispiel berechnen.

Beispiel I

Uranstäbe

Gesamtlänge $L = 450$ cm,
Durchmesser $2r_0 = 2{,}5$ cm.

Kühlrohr (ringförmig)
Lichte Weite $r_1 - r_0 = 0{,}65$ cm.
Kühlmittel (flüssiges Natrium/Schmelzpunkt 97,6° C)
Geschwindigkeit $v = 300$ cm sec^{-1},
Eintrittstemperatur $(T_k)_0 = 120°$ C,
Austrittstemperatur $(T_k)_1 = 280°$ C,
Dichte $\varrho = 0{,}85$ g cm^{-3},
spez. Wärme $c = 0{,}30$ cal g^{-1} °C^{-1}.

Zunächst erhält man für den Rohrquerschnitt

$$A = \pi(r_1^2 - r_0^2) = \pi(r_1 + r_0)\,(r_1 - r_0) = \pi(1{,}9 + 1{,}25)\,(0{,}65) = 2\pi.$$

Somit wird

$$\begin{aligned} Q &= c\varrho v A\left[(T_k)_1 - (T_k)_0\right] \\ &= 0{,}30 \cdot 0{,}85 \cdot 300 \cdot 2\pi \cdot [280 - 120] \text{ cal sec}^{-1} \\ &= 7{,}7 \cdot 10^4 \text{ cal sec}^{-1}. \end{aligned}$$

Die im ersten Grundgesetz ausgesprochene Gleichsetzung von erzeugter und abgeführter Wärmemenge beruht auf der Voraussetzung, daß das Kühlmittel in der Lage ist, die Wärme ebenso schnell abzuführen, wie sie erzeugt wird, ohne daß die dazu erforderliche Temperatur des Uranstabes zu groß wird. Diese Voraussetzung ist keineswegs selbstverständlich. Wenn das benutzte Kühlmittel z. B. eine sehr geringe thermische Leitfähigkeit besitzt, kann die Temperatur, die der Uranstab annehmen muß, um die zur vollständigen Abfuhr der Wärme notwendige Temperaturdifferenz zwischen Metall und Kühlmittel zu ergeben, einige Tausend Grad betragen. Diese Betrachtung führt zum zweiten Grundsatz des Wärmeübergangs:

Die erzeugte Wärmemenge muß überall von der Quelle zum Kühlmittel fließen.

Wir nehmen nun an, die gesamte Wärmeproduktion betrage, wie oben berechnet, $Q = 7{,}7 \cdot 10^4$ cal/sec. Da der radiale Wärmestrom vom Stab zum Kühlmittel sowohl zur gemeinsamen Trennfläche S wie auch zur Temperaturdifferenz $(T_s - T_k)$ zwischen Stab und Kühlmittel proportional ist, lautet das zweite Grundgesetz des Wärmeübergangs in mathematischer Formulierung:

$$\boxed{\begin{aligned} q_1 &= hS\,(T_s - T_k), \\ \left[\frac{\text{cal}}{\text{sec cm}}\right] &= \left[\frac{\text{cal}}{\text{sec cm}^2\,°\text{C}}\right]\left[\frac{\text{cm}^2}{\text{cm}}\right][°\text{C}]. \end{aligned}} \tag{10.2}$$

Hier sind also q_1 die pro Zeit- und pro Längeneinheit (des Stabes) erzeugte Wärmemenge und S der zur Längeneinheit gehörende Flächeninhalt der gemeinsamen Trennfläche von Stab und Kühlmittel, dividiert durch die Längeneinheit, also für kreisförmigen Stabquerschnitt:

$$S = 2\pi r_0.$$

Der Proportionalitätsfaktor h ist die sogenannte Wärmeübergangszahl; sie hängt von den Eigenschaften des Kühlmittels (spezifische Wärme, thermische Leitfähigkeit, Flußgeschwindigkeit) sowie von der Art des Kontaktes zwischen Stab und Kühlmittel ab.

Da q_1 längs des Uranstabes konstant ist, hat auch $(T_s - T_k)$ an allen Stellen der Staboberfläche den gleichen Wert. Insbesondere ist am Stabende, wo die Kühlflüssigkeit ihren höchsten Wert annimmt,

$$T_s - T_k = (T_s)_{\max} - (T_k)_1 .$$

Daher läßt sich mit Hilfe von (10.2) die an der Oberfläche des Stabendes herrschende Maximaltemperatur ausrechnen.

Die Wärmeerzeugung pro cm Uranstab beträgt dann

$$q_1 = \frac{Q}{L} = \frac{7{,}7 \cdot 10^4}{450} \text{ cal sec}^{-1}\text{ cm}^{-1} = 171 \text{ cal sec}^{-1}\text{ cm}^{-1}.$$

Weiterhin ist in unserem Beispiel

$$S = 2\pi r_0 = 2\pi \cdot 1{,}2 \text{ cm} = 7{,}5 \text{ cm}.$$

Ferner ergibt sich — (Abschn. 10.5 und 12.8) — im vorliegenden Fall

$$h = 1{,}2 \text{ cal sec}^{-1}\text{ cm}^{-2}\ {}^\circ\text{C}^{-1}.$$

Somit wird

$$T_s - T_k = \frac{q_1}{hS} = \frac{171 \text{ cal sec}^{-1}\text{ cm}^{-1}}{1{,}2 \dfrac{\text{cal }{}^\circ\text{C}^{-1}}{\text{sec cm}^2} \cdot 7{,}5 \text{ cm}} = 19\,^\circ\text{C}.$$

Die maximale Oberflächentemperatur des Uranstabes beträgt demnach

$$(T_s)_{\max} = (T_k)_1 + 19\,^\circ\text{C} = 280\,^\circ\text{C} + 19\,^\circ\text{C} = 299\,^\circ\text{C}.$$

Im Inneren des Uranstabes wird natürlich die Temperatur etwas höher sein.

Beispiel II

Wir wollen nun annehmen, daß die tatsächlich von unserem Reaktor erzeugte Wärmeleistung das Dreifache des oben berechneten Wertes beträgt, also

$$Q' = 3 \cdot 7{,}7 \cdot 10^4 = 23{,}1 \cdot 10^4 \text{ cal sec}^{-1}.$$

Dann erhöht sich — falls ϱ, c und h sich nicht wesentlich ändern — nach (10.1) die Austrittstemperatur auf

$$(T_k')_1 = (T_k)_0 + 3\left[(T_k)_1 - (T_k)_0\right] = (120 + 3 \cdot 160)\,^\circ\text{C} = 600\,^\circ\text{C}.$$

Ferner steigt nach (10.2) auch die Temperaturdifferenz $T_s - T_k$ auf das Dreifache, also

$$T_s' - T_k' = 57\,°\text{C},$$

so daß sich eine maximale Oberflächentemperatur von

$$(T_s')_{\max} = (600 + 57)\,°\text{C} = 657\,°\text{C}$$

ergibt.

Will man ein derartiges Ansteigen der Oberflächentemperatur des Uranstabes vermeiden, so muß der ursprüngliche Entwurf modifiziert werden. Verschiedene Modifikationen kommen dabei in Frage: Vergrößerung der Oberfläche des Stabes bei Konstanthaltung des ringförmigen Kühlrohrquerschnittes; Vergrößerung des Kühlrohrquerschnittes, um den Temperaturanstieg des Kühlmittels herabzusetzen, oder Vergrößerung der Flußgeschwindigkeit, um den Wert von h zu verbessern. Diese Verfahren können natürlich auch kombiniert werden. Um diese Zusammenhänge besser zu durchschauen, eliminiert man am besten die Austrittstemperatur des Kühlmittels, indem man die beiden Grundgleichungen zugleich anwendet:

Aus

$$Q = cM\left[(T_k)_1 - (T_k)_0\right],$$

$$q_1 = \frac{Q}{L} = hS\left[(T_s)_{\max} - (T_k)_1\right],$$

erhält man so

$$\boxed{Q = \frac{(T_s)_{\max} - (T_k)_0}{\left(\frac{1}{hSL}\right) + \left(\frac{1}{cM}\right)}.} \tag{10.3}$$

Mit Hilfe dieser Gleichung kann man die Wärmeerzeugung bestimmen, die einem vorgegebenen Wert von $(T_s)_{\max}$ entspricht. Wählt man z. B. $(T_s)_{\max} = 650°\,\text{C}$, so wird

$$Q = \frac{650 - 120}{\frac{1}{1{,}2 \cdot 7{,}5 \cdot 450} + \frac{1}{0{,}30 \cdot 1660}} = 2{,}27 \cdot 10^5\,\frac{\text{cal}}{\text{sec}}.$$

Für die Austrittstemperatur des Kühlmittels ergibt sich nun

$$(T_k)_1 = (T_k)_0 + \frac{Q}{cM} = 120 + 473 = 593\,°\text{C}.$$

Der nächste Schritt besteht darin, daß man den Temperaturabfall im Uranstab berücksichtigt. Der dritte Grundsatz, der hier anzuwenden ist, lautet:

Die in der Quelle erzeugte Wärme muß durch deren Begrenzung nach außen fließen.

Wir betrachten den Querschnitt eines zylindrischen Einheitsstabes vom Radius r_0 (Abb. 69). Die Wärmemenge, die pro Sekunde durch jede Fläche $r = \text{const}$ fließt, muß gleich der Menge sein, die innerhalb dieser Fläche pro

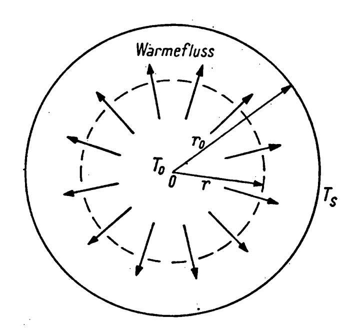


Abb. 69. Wärmefluß in einem zylindrischen Uranstab

Sekunde erzeugt wird. Für diesen Wärmestrom gilt die bekannte Formel aus der Theorie der Wärmeleitung:

$$q(r) = -kS\frac{dT}{dr}, \tag{10.4}$$

$$\left[\frac{\text{cal}}{\text{sec cm}}\right] = \left[\frac{\text{cal}\cdot\text{cm}}{\text{sec}\cdot\text{cm}^2\cdot{}^\circ\text{C}}\right]\left[\frac{\text{cm}^2}{\text{cm}}\right]\left[\frac{{}^\circ\text{C}}{\text{cm}}\right];$$

k ist die Leitfähigkeit des Metalls, $S = 2\pi r$ wie früher die durch die Längeneinheit dividierte Oberfläche eines Einheitszylinders vom Radius r und dT/dr der Temperaturgradient. Das negative Vorzeichen bedeutet, daß der Wärmefluß in Richtung *abnehmender* Temperatur erfolgt. Da der Neutronenfluß und damit auch die Wärmeerzeugung im Stab als gleichförmig vorausgesetzt wurden, ist $q(r)/\pi r_0^2$, d. h. die Wärmeerzeugung pro Volumeneinheit, überall im Stab die gleiche, d. h. unabhängig von r. Insbesondere ist also

$$\frac{q(r)}{r^2} = \frac{q(r_0)}{r_0^2} = \frac{q_1}{r_0^2}.$$

Daher kann obige Gleichung auch in folgender Form geschrieben werden:

$$q_1\frac{r^2}{r_0^2} = -k\cdot 2\pi r\frac{dT}{dr}.$$

Demnach ist

$$\frac{dT}{dr} = \frac{-q_1 r}{2\pi r_0^2 k}.$$

Die Integration zwischen den Grenzen $r = 0$ (Mittelpunkt), wo $T = T_0$, und $r = r_0$ (Oberfläche), wo $T = T_s$, ergibt:

$$T_0 - T_s = \frac{q_1}{4\pi k} = \frac{Q}{4\pi k L}.$$

Interessanter Weise ist also bei dieser zylindrischen Geometrie und bei gleichförmiger Verteilung der Wärmequellen der Temperaturabfall von der Größe des Uranstabes unabhängig.

Wir können nun den radialen Temperaturabfall im Stab bei unserem vorliegenden Problem berechnen. Für Uran ist $k = 78{,}5 \cdot 10^{-3}$ cal/sec °C cm. Somit wird

$$T_0 - T_s = \frac{2{,}27 \cdot 10^5}{4\pi \cdot 78{,}5 \cdot 10^{-3} \cdot 450} = 512\,°\mathrm{C}.$$

Wenn die maximale Oberflächentemperatur $(T_s)_{\max} = 650°$C ist, wird also die maximale Temperatur im Inneren des Stabes $(T_0)_{\max} = 650°\mathrm{C} + 512 = 1162°$C. Dies liegt weit oberhalb der Temperatur, bei der Phasenumwandlungen im Uran eintreten (vgl. Abschn. 9.1).

Will man die Wärmeabfuhr Q direkt mit der maximalen Mittelpunktstemperatur $(T_s)_{\max}$ in Beziehung setzen, so muß man wieder die Hauptgleichungen kombinieren. Zu diesem Zweck eliminiert man $(T_s)_{\max}$ aus Gleichung (10.3) mit Hilfe von $(T_0)_{\max} - (T_s)_{\max} = Q/4\pi k L$. Man erhält dann

$$Q = \frac{(T_0)_{\max} - (T_k)_0}{\dfrac{1}{hSL} + \dfrac{1}{cM} + \dfrac{1}{4\pi k L}}. \qquad (10.5)$$

Die praktische Bedeutung dieser Endformel besteht u. a. darin, daß sie das durch den noch zulässigen Maximalwert von $(T_s)_{\max}$ beschränkte maximale Leistungsniveau zu berechnen gestattet.

10.2 *Laminare und turbulente Strömungen*

Ebenso wie in anderen Kühlsystemen kommen auch in der Reaktorkühlung sowohl niedrige als auch hohe Strömungsgeschwindigkeiten vor. Es ist daher nötig, daß wir uns mit dem Unterschied zwischen laminarer und turbulenter Strömung vertraut machen. Eine Strömung heißt *laminar*, wenn sich alle Flüssigkeitsteilchen in Flußrichtung bewegen; sie heißt *turbulent*, wenn Wirbel in der Strömung vorhanden sind. Maßgebend dafür, ob der eine oder andere Fall vorliegt, ist vor allem der Wert der (dimensionslosen) REYNOLDSschen Zahl

$$N_R = \frac{D\varrho v}{\eta}.$$

D ist der Rohrdurchmesser, ϱ die Dichte, v die Geschwindigkeit und η die Viskosität der Flüssigkeit. Ist N_R kleiner als 2000, ist die Strömung sicher laminar, wenn N_R größer als 4000, ist sie turbulent.

Es wird zweckmäßig sein, kurz an die Bedeutung und insbesondere an die Dimension und die Einheit der Viskosität zu erinnern. Wenn eine Flüssigkeitsschicht an einer anderen in Ruhe befindlichen vorbeiströmt, sucht eine Scherungskraft die Geschwindigkeit der sich bewegenden Schicht zu verringern. Der Mechanismus dieses Effektes liegt in einer Impulsübertragung von den Partikeln des schnellen Stromes auf die des langsamen, was einer Kraft entspricht. Die Größe der Kraft F auf die Flächeneinheit ist proportional dem Geschwindigkeitsgradienten dv/dr und hängt von der Art der Flüssigkeit ab. Daher wird

$$\frac{F}{A} = \frac{\eta\, dv}{dr},$$

wo η die Viskosität ist. Hieraus kann die Dimension von η sofort bestimmt werden: Sie ergibt sich zu $ML^{-1}T^{-1}$. Mißt man F in dyn, A in cm^2, v in cm/sec und r in cm, so ergibt sich für η die Einheit dyn sec/cm^2. Diese Einheit hat die gleiche Dimension wie g cm^{-1} sec^{-1}. Die letztgenannte wird auch *Poise* genannt. Das *Zentipoise*, 0,01 Poise, ist die in der Praxis übliche Einheit.

Das Druckgefälle Δp, das zur Erzielung einer Strömungsgeschwindigkeit v bei einer Flüssigkeit der Dichte ϱ in einem Rohr vom Durchmesser D und der Länge L erforderlich ist, kann in allgemeiner Form folgendermaßen geschrieben werden:

$$\Delta p = \varrho f \frac{L}{D} \frac{v^2}{2g}, \tag{10.6}$$

wo f der Reibungsfaktor und g die Schwerebeschleunigung sind. Der Unterschied zwischen laminarer und turbulenter Strömung betrifft den Faktor f.[1])

Laminare Strömung. Die Strömungsgeschwindigkeit weist in diesem Fall eine parabolische Verteilung auf, wie sie in Abb. 70 angegeben ist. An den Wänden ist die Geschwindigkeit null, und in der Mitte hat sie ein Maximum, das gleich dem Doppelten des Mittelwertes ist. Die Rauhigkeit der Innenfläche des Rohres beeinflußt die Strömung nicht sehr, da die Geschwindigkeit an den Wänden fast null ist. Sowohl die Theorie von POISEUILLE als auch sorgfältige Experimente zeigen, daß der Reibungsfaktor für laminare Strömungen den Wert

$$f_L = \frac{64}{N_R}$$

---

[1]) Einige Verwirrungen werden durch die in der Literatur verschieden verwendeten f's angerichtet. Bevor die Angaben benutzt werden, muß die Definition der Symbole geprüft werden.

hat, so daß sich für das Druckgefälle

$$\Delta p = \varrho \frac{64}{N_R} \frac{L}{D} \frac{v^2}{2g} = \frac{32 \eta L v}{g D^2} \quad (10.7)$$

ergibt. Führt man statt v den Fluß

$$F = \frac{v \pi D^2}{4}$$

ein, so kann dies auch in der Form

$$\Delta p = \frac{128 \eta L F}{\pi D^4 g}$$

geschrieben werden.

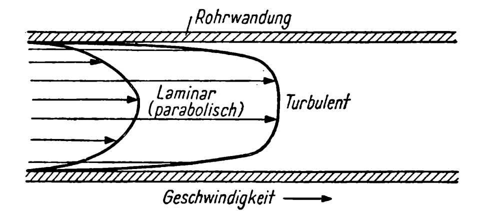


Abb. 70. Typen von Flüssigkeitsströmungen

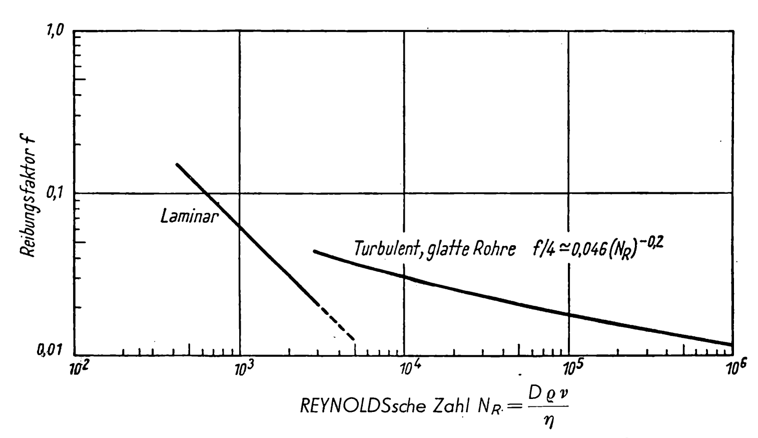


Abb. 71. Reibungsfaktor f bei laminarer und turbulenter Strömung

Turbulente Strömung. Die Geschwindigkeitsverteilung in einem Rohr mit turbulenter Strömung ist wegen der ausgleichenden Wirkung der Wirbel flacher als im Fall einer laminaren Strömung (Abb. 70). Die Rauhigkeit der Wände beeinflußt hier wesentlich die Flußgeschwindigkeit; wie zu erwarten, erhöht sie den Reibungsfaktor f. Abb. 71 zeigt f als Funktion von N_R für glatte Rohre. Eine gute formelmäßige Darstellung der Kurve für das Turbulenzgebiet ist

$$\frac{f_T}{4} = 0{,}046\,(N_R)^{-0{,}2}.$$

Ein typisches Problem, das mit Hilfe dieser Formeln behandelt werden kann, ist folgendes. Eine Kühlschlange für einen angereicherten homogenen Reaktor bestehe aus einem Rohr von 300 cm Länge und 0,6 cm innerem Durchmesser. Durch das Rohr fließe ein turbulenter Wasserstrom von 180 cm³/sec. Die Temperatur des Wassers betrage 20° C. Wir wollen nun herausfinden, ob der vorhandene Rohrdruck von 2,5 kg/cm² ausreicht oder ob eine Hilfspumpe erforderlich ist. Der Volumenfluß beträgt

$$F = v A = 180\ \mathrm{cm^3\,sec^{-1}}.$$

Mit einem Rohrdurchmesser von $D = 0{,}6$ cm werden der Rohrquerschnitt

$$A = \frac{\pi D^2}{4} = \frac{\pi}{4}(0{,}6)^2 = 0{,}09\,\pi\ \mathrm{cm^2}$$

und die Strömungsgeschwindigkeit

$$v = \frac{F}{A} = \frac{2000}{\pi}\ \mathrm{cm\,sec^{-1}}.$$

Die Viskosität des Wassers bei Zimmertemperatur ist 1,0 Zentipoise $= 0{,}01\ \mathrm{g\,cm^{-1}\,sec^{-1}}$. Somit wird die REYNOLDSsche Zahl

$$N_R = \frac{D v \varrho}{\eta} = \frac{0{,}6 \cdot 2000}{0{,}01\,\pi} = \frac{12}{\pi}10^4 = 3{,}8 \cdot 10^4.$$

Die Strömung liegt also sicher im Bereich der Turbulenz. Der graphischen Darstellung von f_T als Funktion von N_R entnimmt man $f_T = 0{,}022$; Gleichung (10.6) ergibt dann

$$\Delta p = \varrho f_T \frac{L}{D} \cdot \frac{v^2}{2g} = 0{,}022 \cdot \frac{300}{0{,}6} \cdot \frac{4}{\pi^2}\frac{10^6}{2 \cdot 981} = 2{,}28 \cdot 10^3\ \mathrm{g\,cm^{-2}}$$

oder

$$\Delta p = 2{,}28\ \mathrm{kg\,cm^{-2}}.$$

Dies Ergebnis zeigt, daß im gegebenen Fall keine Hilfspumpe erforderlich ist.

10.3 *Strömungen durch poröse Anordnungen*

Wenn der Durchmesser der Kühlrohre unbequem klein gewählt werden müßte, um eine ausreichend große Oberfläche für den Wärmeübergang im Reaktor zu erhalten, wird man besser eine künstlich poröse Mischung von Brems- und Spaltmaterial benutzen. Solch eine Anordnung wäre wegen des Abfalls der Resonanzentweichwahrscheinlichkeit p vermutlich ungeeignet für einen

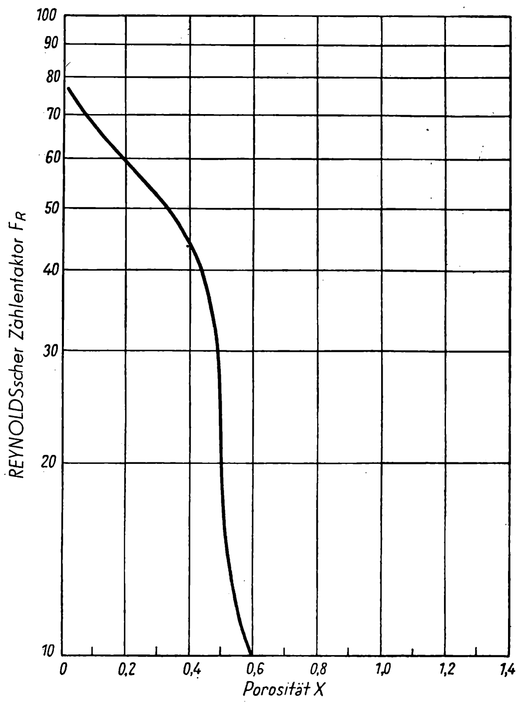


Abb. 72. REYNOLDSscher Zahlenfaktor F_R für eine poröse Anordnung aus kugelförmigen Teilchen

Reaktor mit natürlichem Uran. Man kann sich jedoch einen U^{235}-Reaktor vorstellen, in dem Spalt- und Bremsmaterial die Form von Kügelchen haben, die gleichmäßig miteinander gemischt sind, und bei dem die Kühlung dadurch erreicht wird, daß ein Gas oder eine Flüssigkeit durch die Zwischenräume hindurchströmt.

Die Regeln zur Berechnung einer solchen Strömung bestehen in empirischen Modifikationen der Strömungsgesetze für einfache Rohre. Folgende Faktoren bestimmen den Fluß durch die gewundenen Durchlässe:

1. die Porosität X, d. h. das Verhältnis des nicht aufgefüllten Volumens zum Gesamtvolumen;
2. die Sphärizität ψ der Teilchen, d. h. das Verhältnis der Oberfläche, welche die Teilchen bei Kugelform haben würden, zu ihrer wirklichen Oberfläche; offenbar ist $\psi \leq 1$;
3. der Teilchen*durchmesser* D_T;
4. die *Anordnung d*er Teilchen;
5. die *Rauhigkeit* der Teilchen.

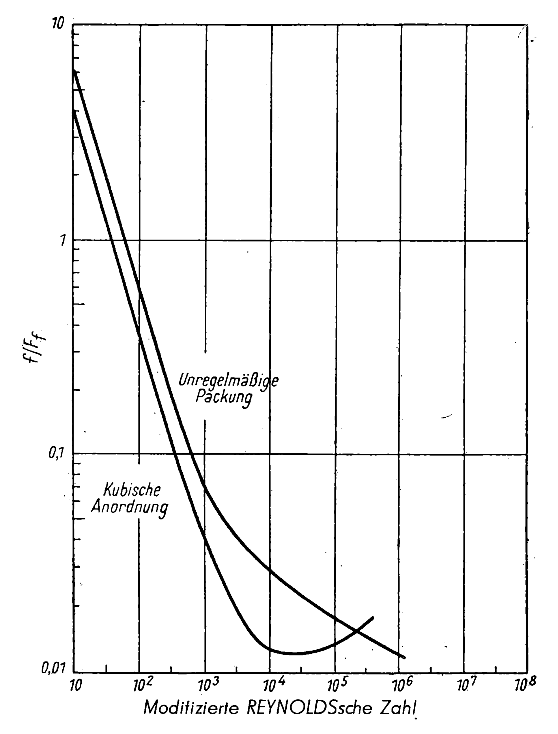


Abb. 73. Verhältnis f/F_f für Teilchenpackungen

Zunächst wird eine neue Reynoldssche Zahl N_R' durch

$$N_R' = F_R \frac{D_T v \varrho}{\eta}$$

definiert, wobei der Teilchendurchmesser an Stelle des Rohrdurchmessers erscheint; v ist hier die „effektive Geschwindigkeit" der Flüssigkeit, d. h. der wirkliche Volumenfluß F, dividiert durch die freie Durchlaßfläche, während der

Faktor F_R eine Funktion der Porosität X ist, die für kugelförmige Teilchen in Abb. 72 dargestellt ist. Die Formel für das Druckgefälle kann in der alten Form geschrieben werden:

$$\Delta p = \varrho f \frac{L}{D_T} \frac{v^2}{2g}.$$

An Stelle von f benutzt man für die Rechnung einen neuen Faktor F_f, der gleichfalls von der Porosität abhängt; das Verhältnis von f zu F_f wird als

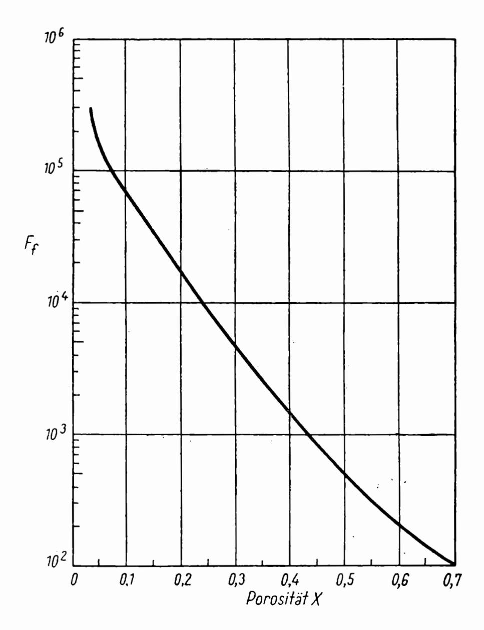


Abb. 74. F_f als Funktion der Porosität

Funktion der neuen REYNOLDSschen Zahl N_R' ausgedrückt. Den Funktionsverlauf, der von der Teilchenform weitgehend unabhängig ist, zeigt Abb. 73 für zwei Teilchenanordnungen (kubische Anordnung bzw. vollständige Unordnung). Die Funktion $F_f = F_f(X)$ ist in Abb. 74 für sphärische Teilchen dargestellt.

Die folgenden Berechnungen, die sich auf ein *wirkliches* (wenn auch *idealisiertes*) System beziehen, sollen die hier anzuwendende Methode erläutern.

Wir nehmen an, daß ein zylindrischer Reaktor von 100 cm Durchmesser und 100 cm Höhe aus kugelförmigen Spalt- bzw. Bremsmaterialteilchen von 0,3 cm Durchmesser zusammengesetzt ist. Wir wollen die Luftströmung bestimmen, die bei einem Druckgefälle von $\Delta p = 1$ atm $= 1033$ g cm^{-2} bei dieser Anordnung erreicht werden kann. Die mittlere Lufttemperatur wird hoch sein,

wenn die Strömung einen Reaktor von einem einigermaßen hohen Leistungsniveau kühlen soll. Zur Illustration reicht es jedoch aus, wenn wir Zimmertemperatur (20° C) wählen. Wenn die Kugeln im Reaktor kubisch angeordnet sind, ist das nichtausgefüllte Volumen pro Teilchen gleich der Differenz zwischen einer Kugel und dem sie einhüllenden Würfel, also gleich

$$d^3 - \frac{4}{3}\pi\left(\frac{d}{2}\right)^3 = d^3\left(1 - \frac{\pi}{6}\right),$$

und die Porosität wird

$$X = 1 - \frac{\pi}{6} = 0{,}476.$$

Andere Packungsarten ergeben geringere Porositäten bis herunter zu 0,26. Aus Abb. 72 ergibt sich dann $F_R = 31$ und aus Abb. 74 $F_f = 620$.

Die Dichte der Luft hat den Wert

$$\varrho = 0{,}001205 \text{ g cm}^{-3},$$

und die Viskosität von Luft ist

$$\eta = 0{,}0182 \text{ Zentipoise} = 1{,}82 \cdot 10^{-4} \text{ g cm}^{-1} \text{sec}^{-1}.$$

Damit sind in dem Ausdruck für die REYNOLDSsche Zahl und in der Formel für das Druckgefälle alle Größen bekannt bis auf die Geschwindigkeit v. Dividiert man die Formel für das Druckgefälle durch F_f, so erhält man nach Umordnung

$$\frac{f}{F_f} = \frac{2g\Delta p D_T}{\varrho F_f L v^2} = \frac{1962 \text{ cm sec}^{-2} \cdot 1033 \text{ g cm}^{-2} \cdot 0{,}3 \text{ cm}}{0{,}001205 \text{ g cm}^{-3} \cdot 620 \cdot 100 \text{ cm} \cdot v^2} = \frac{7{,}9 \cdot 10^3}{v^2}\left(\frac{\text{cm}}{\text{sec}}\right)^2.$$

Die REYNOLDSsche Zahl wird

$$N'_R = \frac{D_T F_R v \varrho}{\eta} = \frac{0{,}3 \text{ cm} \cdot 31 \cdot 1{,}205 \cdot 10^{-3} \text{ g cm}^{-3} v}{1{,}82 \cdot 10^{-4} \text{ g cm}^{-1} \text{sec}^{-1}} = 61{,}5 \cdot v \frac{\text{sec}}{\text{cm}}.$$

Der Wert von v muß jetzt so bestimmt werden, daß der Punkt mit den Koordinaten f/F_f und N'_R auf der Kurve von Abb. 73 liegt; dies ist durch Probieren leicht zu erreichen. Es ergibt sich so

$$v \simeq 800 \text{ cm/sec}.$$

Der Massenfluß durch den Reaktor wird demnach

$$M = v\varrho A = 800 \text{ cm sec}^{-1} \cdot 1{,}205 \cdot 10^{-3} \text{ g cm}^{-3} \cdot \frac{\pi}{4} 10^4 \text{ cm}^2$$

$$= 7600 \text{ g/sec} = 27360 \text{ kg/Std.}$$

10.4 *Dimensionslose Größen*

Die Methode der Dimensionsanalyse findet bei Berechnungen von Flüssigkeitsströmungen und Wärmeübergangserscheinungen verbreitete Anwendung. Die Ableitung der Formel von POISEUILLE ist ein gutes Beispiel hierfür. Wir nehmen an, daß der Druckgradient $\Delta p/\Delta x$ in rationaler Weise von den Faktoren η, D und v abhängt:

$$\frac{\Delta p}{\Delta x} = K D^a v^b \eta^c,$$

wo K, a, b und c noch zu bestimmende numerische Konstanten sind. Wir drücken nun die Dimension jeder Größe durch die Dimensionen Länge (L), Masse (M) und Zeit (T) aus:

Faktor	D	v	η	$\frac{\Delta p}{\Delta x}$
Dimension	L	$\frac{L}{T}$	$\frac{M}{LT}$	$\frac{M}{L^2T^2}$[1].

Setzen wir diese Dimensionen ein, so erhalten wir die Gleichung

$$\frac{M}{L^2T^2} = L^a\left(\frac{L}{T}\right)^b\left(\frac{M}{LT}\right)^c.$$

Da die Exponenten für jede Dimension auf den beiden Seiten gleich sein müssen, ergibt sich

$$c = 1, \quad a + b - c = -2, \quad -b - c = -2$$

oder

$$b = 1 \quad \text{und} \quad a = -2.$$

Damit wird

$$\frac{\Delta p}{\Delta x} = \frac{K v \eta}{D^2},$$

was mit der Formel von POISEUILLE übereinstimmt. Die Größe $K = (D^2/v\eta)(\Delta p/\Delta x)$ ist dimensionslos. Solche dimensionslosen Größen spielen eine wichtige Rolle bei der Untersuchung von Flüssigkeitsströmungen und Wärmeübergangserscheinungen. Man bestimmt zunächst durch Plausibilitätsbetrachtungen, von welchen Faktoren die experimentelle Größe, für die eine empirische Formel gesucht wird, abhängt. Eine Dimensionsbetrachtung zeigt dann, wie die experimentellen Werte aufgetragen werden müssen, um die entsprechenden Exponenten aufzufinden. Die Methode besteht also aus einer Kombination von Theorie und Experiment. Einige nützliche dimensionslose Größen sind folgende:

N_R — REYNOLDsche Zahl $\frac{D v \varrho}{\eta}$;

[1]) Kraft pro Flächeneinheit, dividiert durch Länge.

N_{Pr} — PRANDTLsche Zahl $\frac{c\eta}{k}$;

N_N — NUSSELTsche Zahl $\frac{hD}{k}$;

N_{Pe} — PÉCLETsche Zahl $\frac{Dv\varrho c}{k} = N_R \cdot N_{Pr}$;

N_{Gr} — GRAETZsche Zahl $\frac{\pi D}{4L} N_R N_{Pr}$.

Alle zur Definition benutzten Symbole haben die früher angegebene Bedeutung.

10.5 *Berechnung der Wärmeübergangszahl h*

Die Wärmemenge, die von einer erwärmten Oberfläche durch eine strömende Flüssigkeit abgeführt werden kann, ist, wie wir in Abschn. 10.1 fanden, durch die Wärmeübergangszahl h anzugeben:

$$q_1 = hS(T_s - T_k).$$

Der Wert von h hängt von der Art der Strömung und den Eigenschaften des Mediums ab. Die Kühlmittel können nach ihrer Leitfähigkeit in zwei Klassen eingeteilt werden. Gewöhnliche Medien wie Luft und Wasser werden durch ganz andere empirische Formeln beschrieben als flüssige Metalle, die außerordentlich hohe Werte von k besitzen. Die Wärmeübergangszahl tritt als Faktor in der NUSSELTschen Zahl $N_N = hD/k$ auf, so daß, wenn N_N bestimmt ist, auch h bekannt ist.

Gewöhnliche Flüssigkeiten. Die Standardformeln, die für viele Kühlmittel bei erzwungener Konvektion in Zirkulationsrohren gelten, sind

Laminare Strömung, $N_R < 2000$: $N_N = 2{,}0\,(N_G)^{1/3}$,

Turbulente Strömung, $N_R > 2000$: $N_N = 0{,}023\,(N_R)^{0{,}8}\,(N_{Pr})^{0{,}4}$.

Flüssige Metalle. Die Standardformeln sind

für kreisförmigen Querschnitt: $N_N = 7 + 0{,}025\,(N_{Pe})^{0{,}8}$,

für engen ringförmigen Querschnitt: $N_N = 5{,}8 + 0{,}02\,(N_{Pe})^{0{,}8}$;

$D = 2\,(r_1 - r_0)$ ist der doppelte Wert der lichten Weite des ringförmigen Rohres. Zur Veranschaulichung der Methode wollen wir den Wert von h für ein Rohr von 2,54 cm Durchmesser bestimmen, das eine Natrium-Kalium-Legierung (NaK) enthält. Zwei Mischungsverhältnisse wurden untersucht: (a) 44,8 % K, 55,2 % Na und (b) 78,3 % K und 21,7 % Na (eutektische Zusammensetzung).

Wir berechnen h für die erste Legierung unter Benutzung folgender Daten:

$$T = 400\,^\circ\mathrm{C}\,,$$

$$v = 610\,\frac{\mathrm{cm}}{\mathrm{sec}}\,,$$

$$D = 2{,}54\ \mathrm{cm}\,,$$

$$\varrho = 0{,}775\,\frac{\mathrm{g}}{\mathrm{cm}^3}\,,$$

$$\eta = 0{,}205\ \mathrm{cP}\,,$$

$$k = 0{,}0662\,\frac{\mathrm{cal}}{\mathrm{sec\ cm}\,^\circ\mathrm{C}}\,,$$

$$c = 0{,}252\,\frac{\mathrm{cal}}{\mathrm{g}\,^\circ\mathrm{C}}\,.$$

Die PÉCLETsche Zahl ergibt sich zu

$$N_{\mathrm{Pe}} = N_{\mathrm{R}}\,N_{\mathrm{Pr}} = \frac{D v \varrho c}{k} = \frac{2{,}54 \cdot 610 \cdot 0{,}775 \cdot 0{,}252}{0{,}0662} = 4520\,.$$

Aus der oben angegebenen Formel für Rohre mit kreisförmigem Querschnitt ergibt sich $N_{\mathrm{N}} = 7 + (0{,}025)\,(840) = 28$. Schließlich wird

$$h = \frac{k N_{\mathrm{N}}}{D} = \frac{0{,}0662 \cdot 28}{2{,}54} = 0{,}73\,\frac{\mathrm{cal}}{\mathrm{sec}\,^\circ\mathrm{C\ cm}^2}\,.$$

Dieser Wert stimmt recht gut mit dem in *Liquid Metals Handbook* angegebenen überein.

Freie Konvektionskühlung. Die Wärmeübergangsformeln des vorhergehenden Paragraphen beziehen sich auf den Fall, daß die Flüssigkeit an der erhitzten Oberfläche vorbeigetrieben wird. Wenn die Wärme durch natürliche Konvektionsbewegung in der Kühlflüssigkeit abtransportiert wird, müssen andere Formeln für die Wärmeübergangszahl angewandt werden. Es werden auch wieder dimensionslose Größen benutzt, aber die empirischen Formeln sind andere. Ein System, für das solche Berechnungen erforderlich sind, ist ein heterogener Schwerwasserreaktor. Ein primäres Kühlmittel in unmittelbarem Kontakt mit den Uranstäben führt den größten Teil der Reaktorwärme ab, ein Teil der Wärme wird jedoch an das schwere Wasser abgegeben. Wenn diese Wärmeabgabe merklich ist, kann es notwendig werden, das D_2O durch einen besonderen Wärmeaustauscher zirkulieren zu lassen. Die erforderliche Flußgeschwindigkeit wird vermutlich klein sein (auch wenn der Massenfluß groß ist), und für praktische Zwecke kann die Strömung als stationär betrachtet werden. Außer der NUSSELTschen Zahl $N_{\mathrm{N}} = hD/k$ benutzt man jetzt eine neue dimensionslose Größe, die GRASHOFsche Zahl

$$N_{\mathrm{Gr}} = \frac{D^3 \varrho^2 \beta g \Delta T}{\eta^2}\,;$$

β ist der Koeffizient der Volumenausdehnung, g die Schwerebeschleunigung, ΔT die Temperaturdifferenz zwischen der erwärmten Oberfläche und der Flüssigkeit, und die anderen Größen haben die gleiche Bedeutung wie vorher. Die NUSSELTsche Zahl läßt sich durch N_{Gr} und die PRANDTLsche Zahl $N_{\text{Pr}} = c\eta/k$ ausdrücken:

$$N_{\text{N}} = 0{,}52 (N_{\text{Gr}} N_{\text{Pr}})^{0{,}25}.$$

Beispiel

Wir nehmen an, der äußere Durchmesser der Rohre, welche die Uranstäbe umgeben, sei 3,0 cm. Die Oberfläche habe eine gleichförmige Temperatur von 100° C, gerade unterhalb des Siedepunktes von D_2O. Die Temperatur des schweren Wassers sei 40° C, so daß ΔT gleich 60° C wird. Andere numerische Werte sind folgende:

Dichte $\varrho = 1{,}1 \dfrac{\text{g}}{\text{cm}^3}$,

Ausdehnungskoeffizient $\beta = 2{,}8 \cdot 10^{-4}/{}^\circ\text{C}$,

Erdbeschleunigung $g = 980 \dfrac{\text{cm}}{\text{sec}^2}$,

Wärmekapazität $c = 1{,}0 \dfrac{\text{cal}}{\text{g}\,{}^\circ\text{C}}$,

Leitfähigkeit $k = 1{,}4 \cdot 10^{-3} \dfrac{\text{cal}}{\text{cm}\,{}^\circ\text{C}\,\text{sec}}$,

Viskosität $\eta = 6{,}5 \cdot 10^{-3}\,\text{P}$.

Dann werden

$$N_{\text{Gr}} = \frac{3{,}0^3 \cdot 1{,}1^2 \cdot 2{,}8 \cdot 10^{-4} \cdot 980 \cdot 60}{(6{,}5 \cdot 10^{-3})^2} = 1{,}27 \cdot 10^7,$$

$$N_{\text{Pr}} = \frac{6{,}5 \cdot 10^{-3} \cdot 1{,}0}{1{,}4 \cdot 10^{-3}} = 4{,}64,$$

$$N_{\text{N}} = 0{,}52 \cdot (1{,}27 \cdot 10^7 \cdot 4{,}64)^{0{,}25} = 47{,}8,$$

$$h = \frac{47{,}8 \cdot 1{,}4 \cdot 10^{-3}}{3{,}0} = 0{,}0223 \frac{\text{cal}}{\text{sec}\,{}^\circ\text{C}\,\text{cm}^2}.$$

Die pro Quadratzentimeter Oberfläche abgeführte Wärmemenge wird dann

$$Q = h\Delta T = 0{,}0223 \cdot 60 = 1{,}34 \frac{\text{cal}}{\text{sec}\,\text{cm}^2}.$$

10.6 *Wärmeaustauscher*

Nachdem wir die allgemeinen Prinzipien des Wärmeübergangs und ihre Beziehung zum Reaktorbau dargestellt haben, können wir zum nächsten Problem übergehen, der Ausnutzung der Wärme für praktische Zwecke. Die wünschenswerteste Anordnung würde aus einer Turbine oder einem Turbogenerator bestehen, getrieben durch die Flüssigkeit, die gerade den Reaktor passiert hat. Die Schwierigkeiten dabei kann man jedoch unmittelbar einsehen. Das Kühlmittel wird vermutlich infolge der Neutronenabsorption hochgradig radioaktiv sein, so daß Reparaturen an einer solchen Anlage praktisch unmöglich sind. Zweitens weiß man noch zu wenig über die Verwendung flüssiger Metalle in Turbinen, mit Ausnahme von Quecksilber. Dieses Element mit seinem thermischen Wirkungsquerschnitt von 380 barn kann zwar in „schnellen" oder epithermischen Reaktoren verwendet werden, jedoch wegen des sehr großen Neutronenverlustes kaum in einem angereicherten thermischen Reaktor. Das gegenwärtig angewandte Verfahren besteht darin, einen Wärmeaustauscher zu benutzen, der die Reaktorwärme auf ein konventionelles strömendes Medium wie Dampf überträgt. TROCKI weist in seinem Überblick über einige Probleme, die beim Wärmeaustausch zwischen flüssigen Metallen und Wasser auftreten, darauf hin, daß es wegen der Fähigkeit des Mediums, durch jeden kleinen Riß oder ein Loch hindurchzudringen, erforderlich ist, das ganze System vakuumdicht zu schweißen. Die Vorsichtsmaßnahmen, die verhindern sollen, daß die beiden Flüssigkeiten miteinander in Kontakt kommen, machen doppelte konzentrische Kanäle erforderlich, mit Detektoren, die ein Durchsickern der einen oder der anderen Flüssigkeit anzeigen. Der Zwischenraum ist mit einer dritten Flüssigkeit angefüllt, die mit Wasser nicht reagiert, die jedoch eine Wärmeleitung zwischen dem ersten und dem zweiten Zirkulationssystem ermöglicht. Die Faktoren, welche die Dimensionierung von Wärmeaustauschflächen bestimmen, übersieht man am besten, wenn man den Begriff des *thermischen Widerstandes* einführt.

In Analogie zum OHMschen Gesetz für den elektrischen Strom

$$I \text{ (Strom)} = \frac{E \text{ (Potentialdifferenz)}}{R \text{ (Elektrischer Widerstand)}}$$

schreibt man

$$q \text{ (Wärmestrom)} = \frac{T \text{ (Temperaturdifferenz)}}{R \text{ (thermischer Widerstand)}}.$$

Nach Gl. (10.2) ist z. B. der „Widerstand" gegenüber Wärmeübergang vom Uranstab zum Kühlmittel $R = 1/hS$. Für den Fall der Wärmeleitung durch ein Metall ergibt sich der Widerstand aus Gl. (10.4) zu $R = \Delta r/kS$. Die Einheit des thermischen Widerstandes ist °C sec cal^{-1}. Der Gesamtwiderstand eines Wärmeaustauschrohres, wie es in Abb. 75 skizziert ist, würde

$$R_t = R_i + R_w + R_0 = \frac{1}{h_i S_i} + \frac{r_0 - r_i}{k S_w} + \frac{1}{h_0 S_0}$$

betragen. Die R sind die Widerstände der Natrium-Metall-Trennfläche, der Metallwandung und der Metall-Wasser-Trennfläche, h_i und h_0 sind die entsprechenden Wärmeübergangszahlen, S_i und S_0 die beiden Oberflächen,

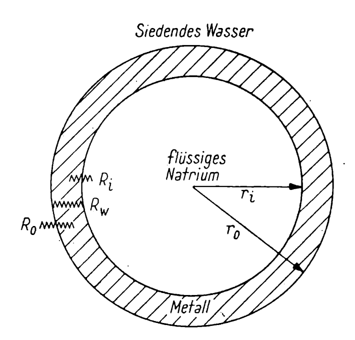


Abb. 75. Querschnitt eines Wärmeaustauschrohres

und S_w ist die effektive Oberfläche der Metallwandung. Die gesamte Übergangszahl U ist gegeben durch

$$R_t = \frac{1}{U S_0}.$$

Tab. 22 (nach TROCKI) gibt die Anteile der Partialwiderstände zum Gesamtwiderstand an für den Fall, daß $r_0 = 2{,}54$ cm und $r_0 - r_i = 0{,}254$ cm (Kohlenstoffstahl) ist, und zwar für die Übertragung von Natrium zu siedendem Wasser sowie zum Vergleich für zwei andere Medien.

Wie man sieht, zeichnet sich Natrium durch eine sehr große Übergangszahl aus. Zugleich bemerkt man, daß der Beitrag des Rohres zum Gesamtwiderstand sehr beträchtlich ist. Im Fall von Austauschern mit flüssigem Metall sollte man daher Rohre von minimaler Wandstärke aus einem Metall hoher Leitfähigkeit verwenden.

Tabelle 22

Widerstände in Wärmeaustauschrohren

	Natrium	Wärmeübertragungssalz	Gas
R_i (%)	22,4	59,0	99,0
R_w (%)	33,0	17,4	0,6
R_0 (%)	44,6	23,6	0,4
R (°C sec/cal)	$89 \cdot 10^{-4}$	$168 \cdot 10^{-4}$	$306 \cdot 10^{-4}$
U (cal/sec °C cm²)	$1201 \cdot 10^{-4}$	$634 \cdot 10^{-4}$	$24 \cdot 10^{-4}$

Um einen Anhaltspunkt für die erforderliche Größe von Austauschern zu bekommen, wollen wir die Wärmeübertragungsfläche abschätzen, die zur Wärmeabfuhr bei dem experimentellen Brutreaktor von Kap. XX erforderlich ist, wenn man NaK durch Na als Kühlmittel ersetzt. Wir nehmen an, daß die abzuführende Wärme der Leistung von 250 kW entspricht. Die Temperatur des flüssigen Natriums betrage 350° C; die Temperatur des Wassers sei 100° C. Dann wird

$$S_0 = \frac{Q}{U \Delta T} = \frac{595 \cdot 10^2 \dfrac{\text{cal}}{\text{sec}}}{1201 \cdot 10^{-4} \dfrac{\text{cal}}{\text{sec cm}^2\,{}^\circ\text{C}}\ 250^\circ\text{C}} \simeq 2000\ \text{cm}^2.$$

Die Gesamtlänge des Wärmeaustauschrohres mit einem Durchmesser von 2,54 cm würde etwas mehr als $2^1/_2$ m betragen, was überraschend wenig ist.

10.7 *Elektromagnetische Pumpen für flüssige Metalle*

Konventionelle mechanische Pumpen eignen sich nicht für flüssige Alkali-Metalle (Li, Na, K oder Legierungen dieser Elemente), da z. B. die nichtmetallischen Dichtungsmaterialien mit dem flüssigen Metall chemisch reagieren.

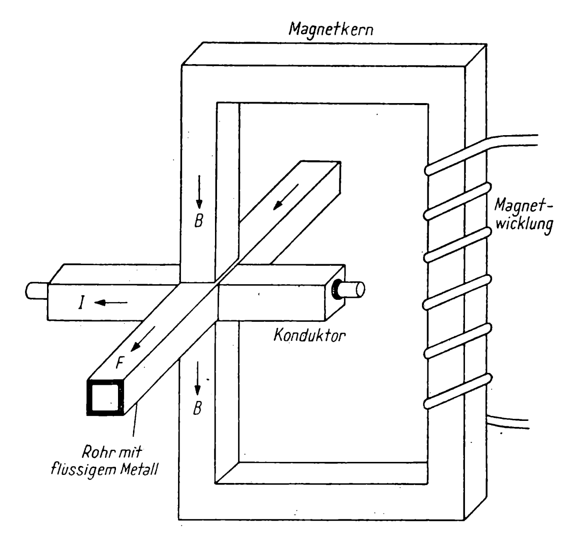


Abb. 76. Elektromagnetische Pumpe für Gleichstrom

Undichte Stellen, die normalerweise keine Gefahr darstellen, können zu heftigen chemischen Reaktionen führen. Die elektromagnetische oder FARADAY-Pumpe, die auf dem Prinzip des Elektromotors beruht, ist frei von diesen Schwierig-

keiten, da hier keine beweglichen Teile vorhanden sind und das flüssige Metall vollständig in einem Metallrohr eingeschlossen ist. Solche Pumpen wurden bereits im Jahre 1907 von E. A. NORTHRUP entworfen; SZILARD schlug als erster ihre Verwendung in Kernreaktoren vor. Nach 1946 haben A. H. BARNES und andere Mitarbeiter der *Argonne National Laboratories* das jetzt im experimentellen Brutreaktor verwendete System entwickelt. Zwei Typen arbeiten erfolgreich: die Wechselstrompumpe, die mit einem magnetischen Wechselfeld arbeitet, und die Gleichstrompumpe mit konstantem Feld. Der Aufbau dieser Pumpe ist schematisch in Abb. 76 gezeigt. Das Rohr, durch welches das flüssige Metall fließt, ist auf einer kurzen Strecke abgeplattet und zwischen die Pole eines Elektromagneten geschoben; senkrecht dazu wird ein elektrischer Strom durch das Kühlmittel geleitet. Wie in einem Elektromotor erfährt der Leiter (hier eine Flüssigkeit) eine Kraft senkrecht zum Magnetfeld und zum Strom. Die bekannte Formel für die Kraft F auf einen Leiter der Länge L in einer Flußdichte B infolge eines Stromes I lautet

$$F = B I L .$$

Im vorliegenden Fall ist L der Durchmesser des quadratischen Querschnitts des Rohres. Der von F erzeugte Druck ist $P = F/A = BIL/A = BI/W$, wo W die Breite des Rohres in Feldrichtung ist. In gebräuchlichen Einheiten wird somit

$$P\,(\text{kp/cm}^2) = \frac{0{,}1\, B\,(\text{Kilogauß})\, I\,(\text{kA})}{W\,(\text{cm})} .$$

Wir werden nun ein paar einfache Berechnungen über eine typische Pumpe für flüssiges Natrium durchführen, um ihre Dimensionen, die Stromstärkenwerte und die elektrische Leistung zu bestimmen, die für einen vorgegebenen Druck P erforderlich sind. Wir nehmen an, das quadratische Rohr habe einen Innendurchmesser von 2,54 cm, und der notwendige Druck betrage 1,40 kp/cm²; der Leiter und der Polschuh besitzen je einen Querschnitt von 6,45 cm². Daher muß

$$B I = \frac{1{,}40 \cdot 2}{0{,}1} = 35$$

werden. Um ein Versagen der Isolation bei hohen Betriebstemperaturen zu vermeiden, muß der Magnet für kleine Spannung und hohe Stromstärke berechnet sein. Wir nehmen daher an, der Strom I betrage 20000 A. Dann muß die magnetische Flußdichte

$$B = \frac{35\,(\text{kA} \cdot \text{kG})}{20\,(\text{kA})} = 1{,}75 \text{ Kilogauß}$$

sein.

Der Gesamtfluß ist dann $\Phi = BA = (1750 \text{ Gauß})\,(6{,}45 \text{ cm}^2) = 11300$ Amperewindungen, wenn man die Permeabilität des Natriums gleich 1 setzt. Wir wollen nun die effektive Länge des Elektromagneten zu 61 cm annehmen. Für

den Magnetkern wählen wir ein Material mit hoher Permeabilität, wie Hipernik, mit $\mu \simeq 6000$. Die Grundgleichung für einen Magnetkreis lautet

Magnetische Feldstärke = Fluß · Widerstand,

$$0{,}4\,\pi N I = \Phi\left(\frac{l_1}{\mu_1 A_1} + \frac{l_2}{\mu_2 A_2} + \cdots\right).$$

Wir vernachlässigen den Beitrag des Kupfermantels und die Verluste in der Luft und benutzen einen Magneten mit einem Querschnitt von 6,45 cm². Die Flächenfaktoren heben sich fort, und die Formel vereinfacht sich zu

$$N I = \frac{1}{0{,}4\,\pi}\,1750\left(\frac{61}{6000} + \frac{2{,}54}{1}\right) = 3550 \text{ Amperewindungen.}$$

Eine vernünftige Wahl des Magnetstroms sind 20 A, was 178 Amperewindungen ergibt. Draht Nr. 12 (0,20 cm Durchmesser) wäre für einen solchen Strom geeignet. Unter Berücksichtigung der Drahtisolation beträgt dann die Drahtlänge pro Windung ungefähr 12,7 cm. Im ganzen werden zur Magnetwicklung also 22,60 m Draht benötigt. Der Widerstand des Drahtes Nr. 12 beträgt 1,93 Ω pro 305 m bei 75° C. Der Widerstand der Magnetwicklung wird also 0,143 Ω. Die erforderliche Spannung beträgt demnach (20 A) (0,143 Ω) = 2,86 V, und die aufgenommene Leistung (2,86 V) (20 A) = 57,2 W. Es zeigt sich also, daß der Magnetkreis keine merkliche Leistung verbraucht.

Wir wenden uns nun dem anderen Stromkreis zu. Aus der Analogie zwischen der elektrischen Pumpe und dem Motor ergibt sich die Beziehung

$$E = IR + KBlv,$$

wo IR der Spannungsabfall und $KBlv$ die Gegen-EMK (mit $K = 10^{-8}$) sind. Der spezifische Widerstand des Natriums bei 200° C beträgt $13{,}2 \cdot 10^{-6}$ Ω cm; der Widerstand eines Würfels von $(2{,}54 \text{ cm})^3$ ist daher gleich $5{,}2 \cdot 10^{-6}$ Ω. Der Spannungsabfall beträgt $20000 \text{ A} \cdot 5{,}2 \cdot 10^{-6}\,\Omega = 0{,}104$ V. Bei einer Strömungsgeschwindigkeit von 3050 cm/sec beträgt die Gegen-EMK 10^{-8} $1750 \cdot 2{,}54 \cdot 3050 = 0{,}136$ V, was eine Gesamt-EMK von $0{,}104 + 0{,}136 = 0{,}24$ V ergibt. Die elektrische Leistung ist also

$$E I = 0{,}240 \cdot 2 \cdot 10^4 = 4800 \text{ W}.$$

Um einen großen Leistungsreaktor mit einigen 500 Rohren mit Strom zu versorgen, wären also einige 20 solcher Pumpen erforderlich. Eine andere Möglichkeit besteht in der Vergrößerung der Polschuhfläche und der Rohrgröße. Die Gesamtleistung, die erforderlich ist, ist jedoch in jedem Fall nur ein kleiner Bruchteil der Reaktorleistung.

Umgekehrt kann das obige Prinzip auch dazu benutzt werden, die Flußgeschwindigkeit im Rohr zu messen. Dazu werden die beiden Pole eines Alnico-Magneten auf gegenüberliegenden Seiten des Rohres angebracht.

Die Potentialdifferenz, die sich senkrecht zum Magnetfeld und senkrecht zur Stromrichtung entwickelt, ist proportional zur Flußgeschwindigkeit.

10.8 *Wärmeübergang in angereicherten Reaktoren*

Die Beschreibung der Reaktorkühlung in den vorhergehenden Abschnitten bezog sich nur auf heterogene Reaktoren mit natürlichem Uran, deren Daten nicht mehr geheim sind. In den folgenden allgemeinen Bemerkungen über Kühlung von Reaktoren mit angereichertem Uran können wir z. Z. nicht auf bestimmte Reaktoren verweisen.

In einem Reaktor, der nahezu reines U^{235} benutzt, ist das Volumen des Spaltmaterials sehr klein im Vergleich zu dem des Kühlmittels und des Röhrenwerks. So würden z. B. in einem würfelförmigen Reaktor mit der Seitenlänge 1 m 5 kg U^{235} nur einen Raum von etwa 260 cm³ einnehmen. Daraus würde sich die Notwendigkeit ergeben, sehr dünne Rohre herzustellen oder dünne Schichten von Uran auf Rohre aus einem anderen Material aufzuwalzen. Natürlich wird man versuchen, eine solche Notwendigkeit zu vermeiden.

Eine Methode, die metallurgisch genauer untersucht worden ist, besteht in der Verwendung einer Mischung aus einer Uranverbindung und einem anderen Metall. E. J. Boyle[1]) vom Oak Ridge National Laboratory nannte Uransulfid und Cer als (unwahrscheinliches) Beispiel. Die Substanzen werden pulverisiert und zu Platten der gewünschten Form heiß gepreßt. Die Wärme, die in dem sehr verdünnten Spaltmaterial erzeugt wird, wird durch den Metall„binder" abgeführt. Viele Kombinationen von Uranverbindungen und Metallen sind im Hinblick auf Zerreißfestigkeit, Stabilität und insbesondere auf die Korrosionsfestigkeit des nicht spaltbaren Metalls untersucht worden, da gewöhnlich eine Schicht aus diesem Metall das Kühlmittel von der das Spaltmaterial enthaltenden Komponente trennt. Es ist klar, daß eine solche Schicht erforderlich ist, um die Spaltprodukte vom Kühlmittel fernzuhalten. Das Spaltmaterial und das Metall müssen chemisch miteinander verträglich sein. Zum Beispiel müssen die Stoffe so gewählt werden, daß sich keine Hochtemperaturlegierungen bilden, da sonst das Uran durch das Metall hindurch ins Kühlmittel gelangen würde. Bei Niedertemperaturreaktoren erscheint eine stabile Uran-Aluminium-Legierung geeignet zu sein. Viele Überlegungen sind über Flüssigkeitsreaktoren angestellt worden, bei denen das Spaltmaterial in einem anderen Element oder einer anderen Verbindung suspendiert oder gelöst ist. Außer Wasser scheint es nur wenige geeignete Flüssigkeiten mit leichten Elementen zu geben. Die meisten Hydroxyde besitzen zwar einen hohen Gehalt an Wasser- und Sauerstoff, greifen aber bei höheren Temperaturen die Metalle stark an. So tritt z. B. beim Bariumhydroxyd eine Art der Korrosion ein, die man „Massenübertragung" nennt. Das Metall der Kühlrohre löst sich in der erwärmten Flüssigkeit auf und schlägt sich irgendwo in Form kristalliner Dendriten nieder.

---

[1]) In einem Gespräch im North Caroline State College am 31. März 1953.

Aufgaben

10.1 Man bestimme den Temperaturabfall in einem Uranstab, in dem der Neutronenfluß und damit die Wärmeerzeugung näherungsweise *parabolisch* entlang dem Durchmesser verläuft. Wie verhält sich das Ergebnis zu $q_1/4\pi k$?

10.2 Man berechne die Gesamtleistung, die von einer 3 m langen Reihe von Uranstäben erzeugt wird, für die die Daten von Abschn. 10.1 gelten und deren maximale Temperatur 400° C beträgt.

10.3 Durch Diskussion der Schlußgleichung von Abschn. 10.1 und der Formeln für die Übergangszahl von Abschn. 10.5 ist zu bestimmen, was mit der erzeugten Wärme geschieht, wenn

1. der Radius des Uranstabes vergrößert, die lichte Weite des umgebenden Kühlrohres jedoch konstant gehalten wird;
2. die lichte Weite des Kühlrohres vergrößert wird, der Radius des Uranstabes jedoch unverändert bleibt;
3. die Eintrittstemperatur des Kühlmittels verringert wird.

10.4 Man bestimme den Temperaturabfall in einem hohlen Uranstab, der nur durch ein axial angebrachtes Kühlrohr gekühlt wird. Man diskutiere die kernphysikalischen und wärmetechnischen Vor- und Nachteile einer solchen Kühlung im Vergleich zu einer ringförmigen.

10.5 Man bestimme das Druckgefälle in einem Rohr von 2,5 cm Durchmesser, durch das pro Stunde 0,3 m³ Wasser fließen. Ist die Strömung laminar oder turbulent?

10.6 Welche Reaktorleistung kann bewältigt werden, wenn die Kühlluft in einem porösen Reaktor (Abschn. 10.3) von 20° C auf 120° C erwärmt wird?

10.7 Man zeige, daß die verschiedenen ,,Zahlen" von Abschn. 10.4 wirklich dimensionslos sind.

10.8 Man berechne die Wärmeübergangszahl h für flüssiges Wismut von 600° C, das durch ein Rohr mit einem Durchmesser von 0,3 cm fließt, unter Benutzung folgender Daten: Geschwindigkeit $v = 600$ cm/sec; Dichte $\varrho = 9{,}66$ g/cm³; spezifische Wärme $= 0{,}0397$ cal/g °C; Viskosität $= 0{,}996$ Zentipoise; thermische Leitfähigkeit $= 0{,}037$ cal sec^{-1} cm^{-1} °C^{-1}.

10.9 Man schätze ab, ob in einem Uran-Graphit-Reaktor die Wärmeverluste durch *Strahlung* einen wichtigen, zu berücksichtigenden Faktor darstellen oder nicht, wenn die Urantemperatur 550° C und die Graphittemperatur 90° C betragen.

10.10 Es wird vorgeschlagen, einen epithermischen Reaktor, bestehend aus dünnen kreisrunden Rohren aus angereichertem Uran, durch einen Quecksilberfluß entlang der Zentralachse zu kühlen. Wir nehmen an, daß in dem kubischen Reaktorkern von 30 cm Kantenlänge eine Leistung von 1 MW erzeugt wird. Ferner soll das flüssige Quecksilber eine mittlere Temperatur von 300° C haben. Man schätze die Größe, den Abstand und die Zahl der Kühlrohre ab, die zur Abführung der Wärme erforderlich sind. Einige Daten über Hg bei 300° C: Dichte $= 12{,}88$ g/cm³; spezifische Wärme $= 0{,}0323$ cal g^{-1} °C^{-1}; Viskosität $= 0{,}90$ cP; thermische Leitfähigkeit 0,033 cal sec^{-1} cm^{-1} °C^{-1}.

Literatur

BONILLA, C. F., *An Up-to-Date Review of the Principles of Heat Transfer, with Particular Application to Nuclear Power*, M-4476. Gibbs und Cox, Inc., 1949.

HYMAN, S. C., und C. F. BONILLA, *Heat Transfer by Natural Convection from Horizontal Cylinders to Liquid Metals* (Drei Progreßreporte), NYO-77, 30. September 1949; NYO-558, 31. Dezember 1949; NYO-559, 31. März 1950. New York: Columbia University.

BUCHBERG, H., R. BROMBERG et al., *Final Report on Studies in Boiling Heat Transfer*, COO-24. University of California, März 1951.

JAKOB, M., *Heat Transfer*, New York: John Wiley & Sons, 1951, Bd. I.

MCADAMS, W. H., *Heat Transmission*, New York: McGraw-Hill Book Co., 1947.

COWEN, DON, Ed., *Heat Transfer Lectures*, Bd. I, Dezember 1948. AECU-116; Bd. II, Juni 1949, NEPA-979. Fairchild Engine and Airplane Corp.

SCHWARTZ, H., *Natural Convection Cooling of Liquid Homogeneous Reactors*, AECU-706. Downey, Cal.: North American Aviation, Inc., Dezember 1949.

LYON, RICHARD N., Ed., *Liquid Metals Handbook*, 2. Ausg. Washington, D. C.: U. S. Government Printing Office, Juni 1952. Eine zu empfehlende Erwerbung.

BROWN, GEORGE GRANGER, Ed., *Unit Operations*, New York: John Wiley & Sons, 1950. Sehr nützliches Nachschlagewerk über Flüssigkeitsströmungen.

HALL, N. A., *Thermodynamics of Fluid Flow*, New York: Prentice-Hall, Inc. 1951.

TROCKI, THOMAS, *Engineering Aspects of Liquid Metals for Heat Transfer*, Nucleonics, Januar 1952, S. 28.

BARNES, A. H., *Direct Current Electromagnetic Pumps*, Nucleonics, Januar 1953, S. 16.

CARTER, J. C., *Temperature and Stress Distribution in Spheres, Rods, Tubes and Plates in which the Heat Source is within the Boundaries of the Solids*, ANL-4690. Argonne National Laboratory, 7. September 1951.

BINDER, R. C., *Fluid Mechanics*, New York: Prentice-Hall, Inc., 1949.

Zusatz bei der deutschen Ausgabe

FAIRES, V. M., *Thermodynamics*, New York: McMillan, 1957.

GIEDT, W. H., *Principles of Engineering Heat Transfer*, New York: D. Van Nostrand, 1957.

Физика и теплотехника реакторов, Beilage zu Atomnaja Energija 1958 (Reaktorphysik und -Wärmetechnik) Moskau: Atomizdat, 1957.

KAPITEL XI

BERECHNUNG EINES GASGEKÜHLTEN REAKTORS MIT ANGEREICHERTEM URAN

Die in den vorhergehenden Kapiteln entwickelte Theorie, zusammen mit den dort gemachten Materialangaben, ist bereits ausreichend, um die Berechnung eines vollständigen Reaktors in erster Näherung durchführen zu können. Wir brauchen uns dabei auf wirkliche Reaktoren nur insoweit zu beziehen, als diese nicht mehr geheimgehalten werden. Eine eventuelle Ähnlichkeit mit diesem oder jenem Reaktor ist eine Folge der Tatsache, daß für die meisten Reaktoren die gleichen theoretischen Grundlagen benutzt werden. Wir werden versuchen, die kritische Größe abzuschätzen, ein wirksames Kühlsystem zu entwerfen und die Materialien anzugeben, aus denen der Reaktor zu konstruieren ist; dabei sollen nur die einfachen mathematischen und technischen Daten benutzt werden, die uns bereits zur Verfügung stehen. Es ist zu erwarten, daß die Ergebnisse der Berechnung nahezu, aber nicht genau die gleichen sein werden wie die, welche sich bei verfeinerten Methoden oder bei experimenteller Prüfung ergeben würden.

11.1 *Zweckbestimmung und allgemeine Eigenschaften*

Zunächst ist zu entscheiden, welchem Zweck der Reaktor dienen soll. Wie in Kap. VI auseinandergesetzt wurde, besteht die Wahl zwischen Energieerzeugung, Antrieb, Brutprozessen und experimenteller Forschung. Ein Reaktor für ein Flugzeug oder ein Unterseeboot muß offenbar besonderen Anforderungen bezüglich Größe, Form, Gewicht und Abschirmung genügen. Die Untersuchung eines solchen Reaktors werden wir auf ein späteres Kapitel verschieben. Der Water-Boiler diente als Beispiel eines Forschungsreaktors. Daher werden wir hier einen einfachen stationären Leistungsbrutreaktor untersuchen. Im übrigen soll er folgende Bedingungen erfüllen:

1. Die (elektrische) Endleistung des Reaktors soll mit der eines Turbogenerators vergleichbar sein und möge 100 MW betragen. Da der Wirkungsgrad der Umwandlung von Reaktorwärme in elektrische Nutzleistung von der Größenordnung 20 % ist, muß also der Reaktorkern für 500 MW entworfen werden.
2. Der Reaktor soll einen Teil des Spaltmaterials, das zur Energieerzeugung verbraucht wird, wieder ersetzen. Wir werden die Möglichkeit einer exakten Regeneration oder des Brütens prüfen.

3. Der Reaktor soll möglichst klein sein. Dies ermöglicht einen geringeren Kostenaufwand, Anpassungsfähigkeit bei der Aufstellung und einen minimalen Raum für das Reaktorgebäude.

Einige der eben aufgezählten Forderungen schränken die Wahl ein; andere können nach Belieben erfüllt werden. Die Beschränkung auf einen kleinen Raum z. B. legt einen Reaktor mit angereichertem Uran nahe.

Als Kühlmittel kann ein Gas oder eine Flüssigkeit verwandt werden. Wir wählen Helium wegen seines vernachlässigbar kleinen Absorptionsquerschnittes und seiner guten thermischen Leitfähigkeit. Da ferner von allen Reaktortypen der thermische Reaktor am bekanntesten, am leichtesten zu kontrollieren und auch am sichersten ist, soll auch unser Reaktor ein thermischer sein.

Als Bremsmaterial diene Graphit, da dieses, abgesehen von Wasser, der billigste Moderator mit niedrigem Wirkungsquerschnitt ist.

Das U^{235} sei homogen im Graphit verteilt. Dies kann dadurch erreicht werden, daß man fein zerteiltes Uran oder Urankarbid während der Herstellung des Graphits in dieses hineinbringt. Zusammenfassend haben wir also:

Typ: thermisch, homogen,
Funktion: Energieerzeugung und Brüten,
Spaltmaterial: U^{235},
Bremsmaterial: Graphit,
Kühlmittel: Helium,
Form: kubisch.

Es gibt jetzt noch zwei Möglichkeiten, das Ausgangsmaterial für den Brutprozeß im Reaktor anzuordnen. Man kann entweder Schichten aus U^{238} oder natürlichem Uran in den Reaktorkern einsetzen oder aber die Außenwand des Reaktors mit natürlichem Uran belegen, um die Neutronen einzufangen, die sonst entweichen würden. Bei der zweiten Anordnung wird der Nachteil eines kleinen Reaktors (relativ großer Neutronenverlust) in einen Vorteil umgewandelt. Wie dick diese Schale oder „Decke" sein muß, um ihren Zweck zu erfüllen, und wie groß die Umwandlungsrate $U^{238} \rightarrow Pu^{239}$ wird, muß analysiert werden. Wir wissen, daß das Leistungsniveau des fertigen Reaktors nur von der Stellung der Regelstäbe abhängt, vorausgesetzt, daß das Kühlmittel ausreicht, um eine sichere Betriebstemperatur des Reaktorkerns (weit genug unterhalb des Verdampfungspunktes von Graphit) zu gewährleisten.

Die wichtigste Betrachtung betrifft wieder den *Neutronenhaushalt*. Die Neutronenabsorption im Bremsmaterial muß genügend Neutronen zur Erzeugung von Plutonium übriglassen. Wie schon verschiedentlich erwähnt, werden bei jeder Spaltung von U^{235} im Mittel 2,5 Neutronen frei, von denen jedoch nur 2,1 für die Absorption im U^{235} ausnutzbar sind. Davon ist ein Neutron erforderlich, um die Kettenreaktion aufrechtzuhalten, so daß maximal ein Überschuß von 1,1 Neutronen zu erreichen ist. Wenn wir 1,0 Neutronen für die Absorption im U^{238}, d. h. für die Plutoniumproduktion, reservieren, bleiben nur 0,1 Neutronen für die gesamte restliche Absorption

(im Moderator, in den Verunreinigungen und Konstruktionsteilen) übrig. Dies ist ein sehr kleiner Spielraum, und es kann sich in der Praxis zeigen, daß nur 80 % oder 90 % des verbrauchten U^{235} durch Plutonium ersetzt werden können. Entsprechend unserer oben aufgestellten Forderung, wollen wir jedoch eine exakte Ersetzung anstreben.

11.2 *Berechnungen*

Wir fordern, die Absorption im Graphit solle nur 0,1 der Absorption im U^{235} betragen, also $\Sigma_C = 0{,}1\,\Sigma_U$, oder ausführlich $N_C \sigma_C = 0{,}1\, N_U \sigma_U$. Daraus folgt für das Atomzahlverhältnis

$$\frac{N_C}{N_U} = \frac{0{,}1 \cdot 650}{0{,}0045} = 1{,}44 \cdot 10^4.$$

Da das U^{235} gleichförmig im Graphit verteilt ist, erhält man für den thermischen Ausnutzungsfaktor

$$f = \frac{\Sigma_U}{\Sigma_U + \Sigma_C} = \frac{1}{1 + \dfrac{\Sigma_C}{\Sigma_U}} = \frac{1}{1 + 0{,}1} = 0{,}909,$$

und der (unendliche) Vermehrungsfaktor wird $k_\infty = \eta f = 2{,}1 \cdot 0{,}909 = 1{,}91$. Die kritische Größe findet man durch Anwendung der Formel $k_{eff} = k_\infty \mathfrak{L}_f \mathfrak{L}_t = 1$ oder

$$1 = \frac{k_\infty e^{-K^2 \tau}}{1 + K^2 L^2}.$$

Der Wert von τ für reines Graphit beträgt etwa 300 cm², während der unkorrigierte Wert von L, d. h. L_0, gleich 50 cm ist. Zur Korrektur benutzen wir die Formel

$$L^2 = L_0^2 (1 - f).$$

Damit wird

$$L^2 = 2500 \cdot 0{,}091 = 227 \text{ cm}^2.$$

Durch Probieren hat man nun einen Wert von K^2 zu finden, der die Gleichung

$$k_{eff} = \frac{1{,}91 \cdot e^{-300 K^2}}{1 + 227 K^2} = 1$$

erfüllt.

Probe Nr.	1	2	3	4	5
K^2	0,005	0,002	0,001	0,0013	0,00129
k_{eff}	0,200	0,721	1,153	0,999	1,003

Der letzte Wert für den effektiven Vermehrungsfaktor liegt für unsere Zwecke nahe genug bei 1. Der Volumenformfaktor für diesen kubischen Reaktor ist $K^2 = 3\,(\pi/s)^2 = 0{,}00129$, so daß die Seitenlänge $s = \pi\,(3/0{,}00129)^{1/2} = 152$ cm wird. Da Graphit eine Dichte von 1,65 g/cm³ hat, berechnet sich die erforderliche Graphitmasse zu $M_C = 152^3 \cdot 1{,}65 = 5{,}79 \cdot 10^6$ g $= 5790$ kg.

Die U^{235}-Masse kann aus den relativen Atomgewichten und dem Atomzahlverhältnis

$$\frac{M_U}{M_C} = \frac{235\,N_U}{12\,N_C} = \frac{19{,}6}{\frac{N_C}{N_U}}$$

bestimmt werden, d. h. $M_U = 5790 \cdot 19{,}6/1{,}44 \cdot 10^4 = 7{,}88$ kg.

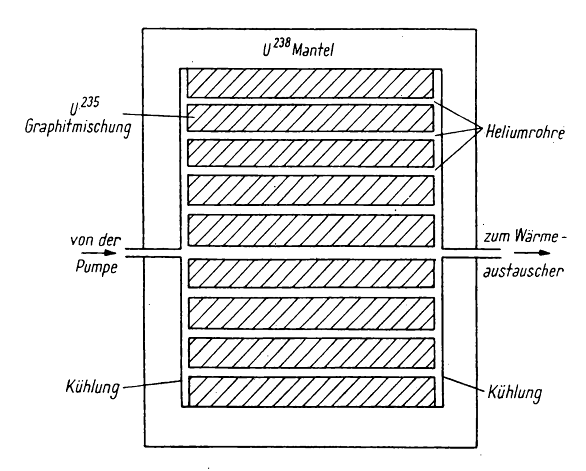


Abb. 77. Homogener gasgekühlter Reaktor mit angereichertem Uran

Damit haben wir eine erste rohe Abschätzung der Größe des Reaktors und der erforderlichen Materialmengen gewonnen. Die U^{235}-Menge ist nicht ungewöhnlich groß, da sie nur das Zehnfache derjenigen des Water-Boilers beträgt.

Wir haben bisher noch nicht den Raum berücksichtigt, den die Kühlrohre einnehmen. Hier müssen wir zu willkürlichen Annahmen und probeweisen Abschätzungen Zuflucht nehmen. Zwar könnte man das ganze kernphysikalische und Wärmeübergangsproblem in eine einzige Formel fassen, aber das hier verwendete Näherungsverfahren ist für unsere Zwecke das natürlichere. Der Reaktor möge also von horizontalen Kühlrohren von solcher Größe und in einer solchen Anzahl durchsetzt sein, daß sie ein Drittel des endgültigen Reaktorvolumens einnehmen; siehe Abb. 77. Es ist selbstverständlich, daß zusätzliches Uran und Graphit hinzugefügt werden muß, um

den zusätzlichen Raum zu kompensieren. Die nächste Aufgabe besteht darin, diese Menge abzuschätzen. Wenn ein Drittel des Volumens unausgefüllt ist, werden die schnellen und thermischen Diffusionslängen anwachsen, d. h., die Neutronen werden auf ihrem Wege weniger Stöße erleiden und daher größere Strecken zurücklegen, bevor sie auf thermische Energien abgebremst oder absorbiert werden. Die erste Annäherung, die wir zur Abschätzung dieses Effektes der leeren Zwischenräume machen, besteht darin, daß wir letztere gleichförmig im ganzen Würfel verteilt denken, wodurch die Dichte auf zwei Drittel des ursprünglichen Wertes verringert wird. L wächst daher um den Faktor 3/2, L^2 und τ um den Faktor 9/4. Kehren wir zur Formel für den kritischen Reaktor zurück, so finden wir, daß K^2 mit dem Faktor 4/9 multipliziert werden muß. Daraus folgt, daß die Seitenlänge s 3/2mal größer wird als vorher. Das Volumen wächst dabei um den Faktor $(3/2)^3 = 3{,}375$. Da Graphit und Uran zusammen nur zwei Drittel des Gesamtvolumens einnehmen sollen, müssen ihre vorher berechneten Massen um den Faktor $2/3 \cdot 3{,}375 = 2{,}25$ vergrößert werden. Demnach wird:

Graphitmasse: $M_C = 13000$ kg;

U^{235}-Masse: $M_U = 17{,}7$ kg;

Seitenlänge des Reaktors: $s = 228$ cm.

11.3 *Berechnung des Kühlsystems*

Wir sind jetzt in der Lage, abzuschätzen, welche Strömungsgeschwindigkeit des Heliums und welche Pumpleistung erforderlich sind, um die Leistung des Reaktorkerns von 500 MW zu bewältigen. Wir machen wieder die üblichen vereinfachenden Annahmen:

a) Der Neutronenfluß im Reaktor sei gleichförmig. Diese Annahme ist sicherlich nicht erfüllt, auch bei einem Reflektor nicht, sie macht jedoch die sonst erforderliche Komplikation durch Sinusfunktionen unnötig.

b) Die Wärmeleitfähigkeit des Reaktorkerns ist so gut, daß die Temperaturen der Uran-Graphit-Mischung und die der Rohrwände im ganzen Reaktor die gleichen sind. Wir wählen für diese Temperatur den Wert $T_r = 1000°$ C.

c) Die Eintrittstemperatur des Heliums betrage $T_0 = 150°$ C; die Austrittstemperatur sei $T_1 = 750°$ C. Zur Berechnung des Wärmeübergangs vom Reaktorkern auf das Gas wählen wir einen mittleren Wert von $\overline{T} = 450°$ C.

d) Das Helium besitze einen Einlaßdruck von 10 atm.

Wir benutzen zunächst das erste Prinzip des Wärmeübergangs, Abschn. 10.1, also

$$Q = cM(T_1 - T_0).$$

Alle Größen außer dem Massenfluß M des Heliums sind bekannt. Nun sind

$$Q = 500\,\text{MW} = 5 \cdot 10^8\,\text{W}/4{,}186\,\frac{\text{Ws}}{\text{cal}} = 1{,}19 \cdot 10^8\,\frac{\text{cal}}{\text{sec}},$$

$$c = 1{,}25\,\text{cal/g}\,°\text{C} \quad \text{und} \quad T_1 - T_0 = 600\,°\text{C}.$$

Der Massenfluß wird daher

$$M = \frac{1,19 \cdot 10^8 \,\text{cal/sec}}{1,25 \,\text{cal/g}\,^\circ\text{C} \cdot 600^\circ \text{C}} = 1,59 \cdot 10^5 \,\text{g/sec}.$$

Die Strömungsgeschwindigkeit v kann nun aus der Definition $M = \varrho v A$ bestimmt werden. Der Gesamtquerschnitt A aller Rohre ist bereits durch die Bedingung festgelegt, daß die Rohre ein Drittel des Reaktorvolumens einnehmen sollen. Eine Seitenfläche des Reaktors beträgt $228^2 = 5,20 \cdot 10^4 \,\text{cm}^2$, der totale Rohrquerschnitt wird daher gleich einem Drittel hiervon, d. h. $A = 1,73 \cdot 10^4 \,\text{cm}^2$. Ferner brauchen wir den Wert für die Dichte von Helium; bei einer mittleren Temperatur von 450° C (723° K) und einem Druck von 10 atm ist die Dichte $10 \cdot 273/723 = 3,78$mal so groß wie die Dichte bei Normaldruck und -temperatur (1 atm, 0° C); letztere hat den Wert $1,785 \cdot 10^{-4}$ g/cm³. Daher ergibt sich $\varrho = 6,75 \cdot 10^{-4}$ g/cm³. Die Strömungsgeschwindigkeit wird also gleich

$$v = \frac{M}{\varrho A} = \frac{1,59 \cdot 10^5 \,\text{g/sec}}{6,75 \cdot 10^{-4} \,\text{g/cm}^3 \cdot 1,73 \cdot 10^4 \,\text{cm}^2} = 13\,600 \,\text{cm/sec}.$$

Die einzige noch unbestimmte Größe ist der Rohrdurchmesser D, der aus den Berechnungen des Wärmeübergangs ermittelt werden muß. Das zweite Prinzip des Wärmeübergangs lautete:

$$q = h S_1 (T_r - T),$$

wo T_r die Reaktortemperatur ist, T die Temperatur des Kühlmittels und S_1 die Oberfläche pro Längeneinheit des Heliumrohres. Da wir annehmen, der Reaktor habe eine einheitliche Temperatur von 1000° C, das Kühlmittel eine solche von 450° C und die Wärmeerzeugung sei gleichförmig über den Reaktor verteilt, so kann die Anwendung der obigen Formel auf den ganzen Reaktor ausgedehnt werden:

$$Q = h S (T_r - \overline{T}),$$

wo S nun die gesamte Oberfläche der Kühlrohre ist. S kann als Funktion des unbekannten Rohrdurchmessers berechnet werden. Für ein Rohr ist die Oberfläche gleich $\pi D s$, wo die Rohrlänge s gleich der Seitenlänge des Reaktors ist. Die Zahl N der Rohre ist einfach der gesamte Rohrquerschnitt A dividiert durch den Querschnitt eines Rohres, d. h.

$$N = \frac{\frac{s^2}{3}}{\pi \frac{D^2}{4}}.$$

Die gesamte Kühlfläche S ist $N \pi D s$, also $S = 4 s^3/3D = 1,58 \cdot 10^7/D$. Damit ergibt sich für die Wärmeübergangszahl

$$h = \frac{Q}{S(T_r - \overline{T})} = \frac{1,19 \cdot 10^8 D}{1,58 \cdot 10^7 \cdot (1000 - 450)} = 0,0137\, D.$$

Andererseits läßt sich die Wärmeübergangszahl h auch aus der halbempirischen Beziehung (Abschn. 10.5) berechnen:

$$N_{\mathrm{N}} = 0{,}023\,(N_{\mathrm{R}})^{0,8}\,(N_{\mathrm{Pr}})^{0,4},$$

wo

$$N_{\mathrm{N}} = h\frac{D}{k}, \quad N_{\mathrm{R}} = \frac{D\varrho v}{\eta}, \quad N_{\mathrm{Pr}} = \frac{c\eta}{k}.$$

Da wir Helium als Kühlflüssigkeit gewählt haben, ist hier

$$\eta = 3{,}60 \cdot 10^{-4}\,\mathrm{g/cm\,sec},$$

$$k = 3{,}39 \cdot 10^{-4}\,\mathrm{cal/sec\,{}^\circ C\,cm}.$$

Daher wird

$$N_{\mathrm{Pr}} = \frac{1{,}25\,\mathrm{cal/g\,{}^\circ C} \cdot 3{,}60 \cdot 10^{-4}\,\mathrm{g/cm\,sec}}{3{,}39 \cdot 10^{-4}\,\mathrm{cal/sec\,{}^\circ C\,cm}} = 1{,}33,$$

$$N_{\mathrm{R}} = \frac{D\,\mathrm{cm} \cdot 6{,}75 \cdot 10^{-4}\,\mathrm{g/cm^3} \cdot 13\,600\,\mathrm{cm/sec}}{3{,}60 \cdot 10^{-4}\,\mathrm{g/cm\,sec}} = 2{,}55 \cdot 10^4 D,$$

$$(N_{\mathrm{Pr}})^{0,4} = 1{,}12, \; (N_{\mathrm{R}})^{0,8} = 3{,}35 \cdot 10^3 \cdot D^{0,8}$$

und schließlich

$$h = \frac{N_{\mathrm{N}} k}{D} = \frac{0{,}023 \cdot 3{,}35 \cdot 10^3 \cdot D^{0,8} \cdot 1{,}12 \cdot 3{,}39 \cdot 10^{-4}}{D}.$$

Die beiden Ausdrücke für h als Funktion von D lauten nun

$$h = \frac{0{,}0293}{D^{0,2}}; \quad h = 0{,}0137\,D.$$

Eliminieren wir h, so erhalten wir $D = 1{,}88$ cm. Die Gesamtzahl der Rohre wird 6250. Die REYNOLDSsche Zahl ergibt sich zu $2{,}55 \cdot 10^4 \cdot 1{,}88 = 47900$; diese Zahl liegt weit oberhalb des Wertes, bei dem die turbulente Strömung einsetzt. Weiter können nun berechnet werden:

a) der Druckabfall längs der Kühlrohre und die Pumpleistung;

b) der mittlere Neutronenfluß;

c) die notwendige Schichtdicke des Uranmantels, der die austretenden Neutronen einfängt;

d) der Umwandlungsfaktor (d. h. das Verhältnis: erzeugtes Plutonium/verbrauchtes U^{235}).

11.4 *Hilfsgrößen*

Druckabfall und Pumpleistung. Entsprechend der FANNINGschen Gleichung (Abschn. 10.2), ist der gesamte Druckabfall im Reaktor

$$\Delta p = \frac{f v^2 \varrho s}{2D} \frac{\mathrm{dyn}}{\mathrm{cm}^2}.$$

Für den Reibungsfaktor f gilt

$$\frac{f}{4} = 0{,}046\,(N_{\mathrm{R}})^{-0{,}2} = 0{,}046 \cdot (0{,}479 \cdot 10^5)^{-0{,}2} = 0{,}00533.$$

Somit wird

$$\Delta p = \frac{2 \cdot 0{,}00533 \cdot (13600\ \mathrm{cm/sec})^2 \cdot 6{,}75 \cdot 10^{-4}\ \mathrm{g/cm^3} \cdot 228\ \mathrm{cm}}{1{,}88\ \mathrm{cm}} = 1{,}61 \cdot 10^5\ \mathrm{dyn/cm^2}.$$

Unter Benutzung des Umrechnungsfaktors 1 atm $= 1{,}013 \cdot 10^6$ dyn/cm² wird dies gleich 0,159 atm. Die Pumpleistung ist gleich dem Produkt aus Druckabfall und Volumenfluß:

$$P_{\mathrm{L}} = \Delta p \cdot v \cdot A = 1{,}61 \cdot 10^5\ \mathrm{dyn/cm^2} \cdot 13600\ \mathrm{cm/sec} \cdot 1{,}73 \cdot 10^4\ \mathrm{cm^2}$$
$$= 3{,}8 \cdot 10^{13}\ \mathrm{erg/sec} = 3{,}8 \cdot 10^6\ \mathrm{Joule/sec} = 3800\ \mathrm{kW}.$$

Die zum Betrieb der Pumpen erforderliche Leistung beträgt also weniger als 4% der Nutzleistung.

Mittlerer Neutronenfluß. Der makroskopische Spaltquerschnitt beträgt

$$\Sigma_f = N_{\mathrm{U}} \cdot (\sigma_f)_{\mathrm{U}} = \frac{N_{\mathrm{C}}\,(\sigma_f)_{\mathrm{U}}}{\frac{N_{\mathrm{C}}}{N_{\mathrm{U}}}} = \frac{0{,}0827 \cdot 10^{24} \cdot 549 \cdot 10^{-24}}{1{,}44 \cdot 10^4} = 3{,}15 \cdot 10^{-3}.$$

Der mittlere Neutronenfluß ist daher (Abschn. 6.4)

$$\bar{\Phi} = \frac{cP}{\Sigma_f V} = \frac{3 \cdot 10^{10} \cdot 500 \cdot 10^6}{3{,}15 \cdot 10^{-3} \cdot 7{,}90 \cdot 10^6} = 6{,}0 \cdot 10^{14}/\mathrm{sec\,cm^2}.$$

Es ist zu bemerken, daß für V das Volumen der Uran-Graphit-Mischung und nicht das des ganzen Reaktors einzusetzen ist, da nur der Fluß in dieser Mischung Leistung erzeugt.

Dicke der Brutdecke. Die äußere Uranschicht muß eine solche Dicke haben, daß der Neutronenfluß auf ihrer Außenseite im wesentlichen auf null abgesunken ist. Eine erste Abschätzung erhält man, indem man das Exponentialgesetz $\Phi/\Phi_0 = e^{-\Sigma_a x}$ anwendet und ein Absinken auf 1/1000 als ausreichend betrachtet. Für thermische Neutronen in natürlichem Uran ist $\Sigma_a = 0{,}351$; $e^{-0{,}351 x} = 10^{-3}$ ergibt dann $x = 20$ cm.

Umwandlungsfaktor, Plutoniumproduktion und Verbrauch von U^{235}. Die Anzahl der Plutoniumatome, die pro verbrauchtes U^{235}-Atom erzeugt werden,

liegt vermutlich nahe bei 1, entsprechend dem Kriterium, nach dem der Reaktor entworfen wurde. Verschiedene Faktoren können jedoch die Berechnung komplizieren. Zunächst ist zu bedenken, daß die austretenden Neutronen verschiedene Energien haben. Das Verhältnis von Resonanzeinfang zu thermischer Absorption ist daher nicht bekannt. Ferner führt nur der Resonanzeinfang definitiv zu Plutonium; bei der thermischen Absorption dagegen konkurrieren U^{238} und U^{235}. Es sind daher auch in der Brutschicht einige Spaltungen zu erwarten, die Neutronen liefern, ohne daß dabei U^{235} im Reaktorkern verbraucht wird. Dieser Gewinn kompensiert bis zu einem Grade den Nettoverlust, der durch die Bildung von U^{236} beim Einfang von Neutronen aus dem Reaktorkern im U^{235} entsteht. Wir nehmen daher der Einfachheit halber an, alle Neutronen, die den Reaktorkern verlassen, bilden Plutonium, so als ob die Decke aus reinem U^{238} bestehen würde. Dann ist $k_\infty - 1 = 0{,}91$ die Anzahl der gebildeten Pu-Atome. Die Anzahl der im U^{235} absorbierten Neutronen ist ohnehin $f = 0{,}91$, so daß der Umwandlungsfaktor

$$(\mathrm{UF}) = \frac{\text{Anzahl der gebildeten Pu-Atome}}{\text{Anzahl der verbrauchten } U^{235}\text{-Atome}} = 1{,}0$$

wird, wie gewünscht.

Die Raten für die Plutoniumproduktion und den Abbau von U^{235} sind also gleich. Die Zahl der Spaltungen pro Sekunde beträgt $3 \cdot 10^{10} \cdot 500 \cdot 10^6 = 1{,}5 \cdot 10^{19}$. Es treten $\sigma_a/\sigma_f = 650/549 = 1{,}18$mal so viele Absorptionsprozesse wie Spaltprozesse ein, d. h. $1{,}77 \cdot 10^{19}$/sec. Der Verbrauch an U^{235} beträgt

$$\frac{1{,}77 \cdot 10^{19} \cdot 235}{6{,}023 \cdot 10^{23}} = 6{,}9 \cdot 10^{-3}\,\mathrm{g/sec}$$

oder 218 kg/Jahr. Man sieht, daß der Verbrauch ein Vielfaches der anfänglichen Ladung beträgt. Es müssen daher Möglichkeiten vorgesehen werden, das verbrauchte Material herauszunehmen und neues zuzuführen. Dazu ist eine Gitteranordnung des Spaltmaterials geeignet. Wenn man als Preis für die elektrische Energie 0,5 Cents pro kWh rechnet, hat die in einem Jahr erzeugte Elektrizität einen Wert von (10^5 kW $\cdot 8{,}76 \cdot 10^3$ Std./Jahr) 4,4 Mill. Dollar. Dies ist um so bemerkenswerter, als das netto verbrauchte spaltbare Material exakt gleich null ist.

Aufgaben

11.1 Man gebe eine numerische Formel an, welche eine Beziehung herstellt zwischen der U^{235}-Masse in einem Leichtwasserreaktor und dem Atomzahlverhältnis $N_H/N_{U^{235}}$.

11.2 Man bestimme die kritische Größe eines Uran-Graphit-Reaktors, wenn die Länge gleich der doppelten Breite bzw. Höhe ist.

11.3 Man gebe an, um wieviel sich der thermische Ausnutzungsfaktor ändern würde, wenn man Luft von 5 atm Druck und 500°C Temperatur als Kühlmittel für den Uran-Graphit-Reaktor benutzen würde.

11.4 Man schätze die totale Wärmemenge ab, die vom Wärmestrom in einer Brutdecke von 15 cm Dicke durch Spaltung von U^{235} erzeugt wird. Man betrachte das entsprechende Kühlsystem für die Decke.

11.5 Wenn der Umwandlungsfaktor von U^{235} in Pu nur 0,75 betragen würde, wie lange würde es dann dauern, eine Menge Spaltmaterial anzusammeln, welche der anfänglichen Ladung des Reaktors äquivalent ist?

11.6 Man untersuche, ob eine bestimmte gleichförmige Zugabe eines starken Neutronenabsorbers, wie etwa Kadmium oder Bor, zur Spaltmaterial-Moderator-Mischung infolge seines Verbrauchs mit der Zeit den Verlust an U^{235} kompensieren könnte, was die Größe f anbelangt. Was geschieht mit dem Neutronenhaushalt für die Pu-Produktion, wenn ein „Gift" hinzugefügt wird?

11.7 Man beweise, daß für einen angereicherten Reaktor, der von reinem U^{238} umgeben ist, $(UF) = (k_\infty - 1)/f$ wird.

Literatur

SOODAK, HARRY, und E. C. CAMPBELL, *Elementary Pile Theory*, New York: John Wiley & Sons, 1950.

MCADAMS, W. H., *Heat Transmission*, New York: McGraw-Hill Book Co., 1947.

GOODMAN, C., Ed., *The Science and Engineering of Nuclear Power*, Cambridge, Mass.: Addison-Wesley Press, 1949, Bd. I, II.

KAPITEL XII

BERECHNUNG EINES METALLGEKÜHLTEN REAKTORS MIT NATÜRLICHEM URAN

In diesem Kapitel geben wir eine detaillierte Beschreibung der Methoden zur Berechnung der Eigenschaften eines heterogenen Reaktors, und zwar in einer Form, die, wie wir glauben, am geeignetsten ist für einen Leser, der keine gründliche Ausbildung in höherer Mathematik besitzt.[1])

12.1 *Wahl des Reaktors*

Wie bereits in Kap. VI gezeigt wurde, macht es der Resonanzeinfang von Neutronen im U^{238} unmöglich, eine Kettenreaktion in einer *homogenen* Mischung aus natürlichem Uran und Graphit aufrechtzuerhalten. Der Grund hierfür liegt darin, daß die schnellen Neutronen, während sie durch das Resonanzgebiet hindurch abgebremst werden, einen zu engen Kontakt mit den U^{238}-Kernen haben und daher mit zu großer Wahrscheinlichkeit von diesen Kernen eingefangen werden. Die Neutronen haben daher eine zu geringe Wahrscheinlichkeit, thermische Energien zu erreichen. Man ist also gezwungen, das Bremsmaterial vom Spaltmaterial zu trennen, indem man ein *heterogenes* System konstruiert unter Verwendung von Quadern oder zylindrischen Stäben aus Uran, die im Bremsmaterial eingebettet werden. In einer solchen gitterförmigen Anordnung treten die Spaltneutronen aus dem Uran aus, werden praktisch nur im Moderator abgebremst und schließlich als thermische Neutronen von den Slugs eingefangen. Wie wir in Kap. VI diskutiert haben, müssen dann zwei Abänderungen bei der Berechnung des Vermehrungsfaktors gegenüber dem homogenen Reaktor gemacht werden:

1. Der Resonanzeinfang, der natürlich auch bei einer gitterförmigen Anordnung noch besteht, muß ausgewertet werden. Die heterogene Struktur des Systems muß bei der Abschätzung der Resonanzentweichwahrscheinlichkeit p berücksichtigt werden, die in der Beziehung $k_\infty = \varepsilon p \eta f$ auftritt.

2. Da der Fluß thermischer Neutronen durch das System nicht mehr gleichförmig ist, weil im Uran eine stärkere Absorption stattfindet als im Bremsmaterial, muß man bei der Berechnung des thermischen Ausnutzungsfaktors f

---

[1]) Trotz der Vereinfachung ist die Methode sehr technisch, und ein Leser, der nur einen allgemeinen Überblick über das Gebiet der Kernenergie erlangen will, kann dieses Kapitel ruhig überschlagen, zumal seine Kenntnis zum Verständnis der folgenden Kapitel nicht erforderlich ist.

die entsprechenden Gewichtsfaktoren der mittleren Flußwerte im Uran und im Bremsmaterial, $\bar{\Phi}_U$ und $\bar{\Phi}_B$, berücksichtigen.

Wir werden jetzt beide Abänderungen näher betrachten und die Resultate auf ein bestimmtes Reaktormodell anwenden. Ebenso wie bei der Behandlung des gasgekühlten Reaktors (Kap. XI) werden wir einen bestimmten Verwendungszweck des Reaktors voraussetzen und daraus über seine Zusammensetzung entscheiden.

Wir nehmen an, wir wollten einen relativ kleinen Metallreaktor mit hohem Neutronenfluß konstruieren, der zur Untersuchung der Wärmeübertragung durch flüssige Metalle benutzt werden soll. Dabei soll die im Reaktor erzeugte Wärme praktisch ausgenutzt werden. Wir setzen daher voraus, ein mit Dampf betriebener Turbogenerator sei über einen Wärmeaustauscher an den Reaktor angeschlossen.

Da der Reaktor klein sein soll, muß das Bremsmaterial einen kleinen Absorptionsquerschnitt für thermische Neutronen besitzen. Schweres Wasser ist offenbar ein ideales Bremsmaterial. Für reines D_2O hat σ_a den Wert von nur 0,92 millibarn, während für Graphit $\sigma_a = 4,5$ millibarn ist; der logarithmierte Energieverlust ξ ist für D_2O größer als für alle anderen Verbindungen mit Ausnahme von leichtem Wasser.

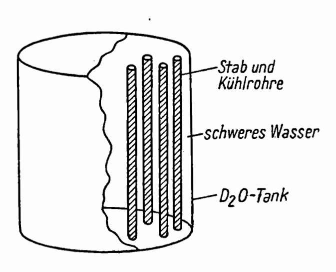


Abb. 78. Kern eines heterogenen Reaktors mit einer Kühlung aus flüssigem Metall

Was die Wahl der Größe der Brennelemente und deren Gitteranordnung betrifft, so ist diese so lange willkürlich, wie durch wirkliche Berechnung nicht erwiesen ist, ob der Reaktor kritisch werden kann oder nicht. Versuchsweise werden wir die Dimensionen des Oak-Ridge-Reaktors übernehmen: Stabdurchmesser 2,8 cm und Mittelpunktsabstand 20,3 cm; Anordnung wie in Abb. 78. Da das Bremsmaterial flüssig sein soll, wird es wünschenswert sein, einen zylindrischen Tank zu verwenden, ebenso wie bei dem Schwerwasserreaktor CP-3 in Chikago.

Die physikalische Anordnung dieses letzteren Reaktors kann als Prototyp für unseren Entwurf dienen. Ein Aluminiumtank von rund 2 m Durchmesser und rund 3 m Höhe ist mit nahezu $6^1/_2$ t schwerem Wasser gefüllt. Senkrecht im Tank sind 120 Stäbe aus natürlichem Uran aufgestellt, jeder 2 m lang und mit einem Durchmesser von 2,8 cm. Die Stäbe sind in einem quadratischen Gitter angeordnet mit einem Abstand der Mittellinien von 13,65 cm. Das schwere Wasser zirkuliert, um zusätzlich zu seiner normalen Funktion als Moderator auch als Kühlmittel zu dienen. Die erzeugten 300 kW Wärme werden abgeführt, indem 757 l/min schweres Wasser von ungefähr 35° C durch einen Wärmeaustauscher hindurchfließen, in dem das Wasser auf etwa 8° C abgekühlt wird, bevor es in den Reaktor zurückkehrt. Ein Graphitreflektor mit einer Dicke von 60 cm umgibt den Tank, diesen wiederum eine Abschirmung aus einer Blei-Kadmium-Legierung von 10 cm Dicke zum Schutz

gegen γ-Strahlen und Neutronen. Ganz außen ist schließlich eine Betonwand von 240 cm Dicke. Die Sicherheits- und Regelstäbe sind aus röhrenförmigen Al-Cd-Al-Schichten von 8,75 cm Durchmesser hergestellt, die vom Deckel des Tanks unter einem Winkel von 30° gegen die Senkrechte zugeführt werden. Ein Stab wird herausgenommen, indem das untere Ende angehoben und der Stab in eine horizontale Lage gebracht wird.

12.2 *Berechnung des thermischen Ausnutzungsfaktors f*

Unsere erste Aufgabe besteht in der Bestimmung des thermischen Ausnutzungsfaktors, der im effektiven Vermehrungsfaktor in doppelter Weise auftritt: a) explizit in der Vier-Faktoren-Formel $k_\infty = \varepsilon p \eta f$ und b) implizit in der effektiven Diffusionslänge L des Reaktorsystems. In Kap. VI brachten wir die grundlegenden Berechnungsmethoden, die hier anzuwenden sind. Die mühsamste Aufgabe ist nicht die Berechnung, sondern die Beschaffung zuverlässiger Werte für die eingehenden physikalischen Konstanten. Dies gilt insbesondere, wenn der Reaktor eine Verbindung oder Mischung als Bremsmaterial verwendet, wenn angereichertes Uran oder wenn ein sonst etwas ungewöhnliches Material benutzt wird, für das noch keine experimentellen Werte zugänglich sind. Schweres Wasser stellt ein gutes Beispiel dar, um diese Schwierigkeit zu zeigen. Man wird vielleicht unsere Sorge um die physikalischen Konstanten übertrieben finden, da die meisten von ihnen für Standardmaterialien in verschiedenen Werken zu finden sind. Selten jedoch wird die Methode angegeben, nach der sie bestimmt wurden, was den Kerningenieur damit belastet, die Originalwerte ausfindig zu machen.

Den mikroskopischen Wirkungsquerschnitt von Deuterium (D) für die Absorption thermischer Neutronen gibt AECU-2040 (siehe Literaturangabe) zu $(\sigma_a)_\mathrm{D} = 0{,}46 \cdot 10^{-3}$ barn an. Der Wert für Sauerstoff wird kleiner als $0{,}2 \cdot 10^{-3}$ barn angegeben. Wenn wir demnach $(\sigma_a)_\mathrm{O}$ im Vergleich zu $(\sigma_a)_\mathrm{D}$ vernachlässigen, wird der makroskopische Wirkungsquerschnitt $(\Sigma_a)_{\mathrm{D_2O}} = 2\, N_{\mathrm{D_2O}} (\sigma_a)_\mathrm{D}$; dabei ist die Zahl der Schwerwassermoleküle pro Volumeneinheit $N_{\mathrm{D_2O}} = 1{,}1/20\,(6{,}023 \cdot 10^{23}) = 0{,}0331 \cdot 10^{24}$. Wir finden also $(\Sigma_a)_{\mathrm{D_2O}} = 3{,}04 \cdot 10^{-5}\ \mathrm{cm}^{-1}$. Experimentelle Messungen von SARGENT u. a. in Kanada ergaben jedoch für die thermische Diffusionslänge von Neutronen in reinem D_2O den Wert $L = 171$ cm. An dieser Stelle erhebt sich die Frage, ob es überhaupt möglich ist, vollständig reines D_2O in solchen Mengen zu erhalten, wie sie in einem Reaktor gebraucht werden, bzw. ob es möglich ist, das erhaltene D_2O rein zu halten, wenn es einmal in den Reaktortank gebracht worden ist. Es ist eine wohlbekannte Tatsache, daß die Luftfeuchtigkeit das ihr ausgesetzte schwere Wasser sehr schnell verunreinigt. Der Wirkungsquerschnitt von Wasserstoff ist jedoch 1000mal größer als der des Deuteriums, so daß 0,1 % Verunreinigung den effektiven Wirkungsquerschnitt schon verdoppeln würde. GLASSTONE und EDLUND geben Werte an, die schon realistischer erscheinen: $(\Sigma_a)_{\mathrm{D_2O}} = 8{,}0 \cdot 10^{-5}$ und $L = 100$ cm. Beide Werte sind verträglich mit denen für reines D_2O, wenn man einen H_2O-Gehalt von nur 0,23 % annimmt. Bei den folgenden Berechnungen werden wir die *höheren* Werte für die Wirkungsquerschnitte benutzen.

Die zweite wichtige Konstante, die gefunden werden muß, ist die reziproke Diffusionslänge K_0 für natürliches Uran. Der erste Gedanke wäre der, die Formel aus der Diffusionstheorie von Abschn. 2.7 zur Berechnung von L zu

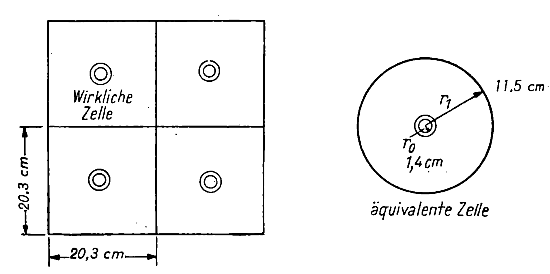


Abb. 79. Beziehung zwischen der wirklichen und der äquivalenten Zelle in einem heterogenen Reaktor

benutzen. Diese Formel kann jedoch auf ein stark absorbierendes Medium wie Uran nicht angewandt werden, sondern eine strengere Formel aus der Theorie der Transporterscheinungen, die auf ein schweres Element anwendbar ist, muß benutzt werden:

$$\frac{K}{\Sigma} = \tanh\frac{K}{\Sigma_s}.$$

In dieser transzendenten Gleichung ist Σ_s der Streuquerschnitt und Σ ist die Summe von Σ_s und Σ_a, dem Absorptionsquerschnitt. Nun ist $N_U = 0{,}0473\cdot 10^{24}$, $\sigma_a = 7{,}42$ barn und $\sigma_s = 8{,}2$ barn. Daher wird

$$\Sigma_a = 0{,}351\ \text{cm}^{-1}, \quad \Sigma_s = 0{,}388\ \text{cm}^{-1}, \quad \Sigma = 0{,}739\ \text{cm}^{-1}.$$

Für einen *sehr starken* Absorber mit $\Sigma_a \gg \Sigma_s$ ist K einfach gleich Σ, so daß näherungsweise $K = 0{,}739\ \text{cm}^{-1}$ ist. Wiederholte Korrekturen ergeben den Wert $K_0 = 0{,}70\ \text{cm}^{-1}$. Für D_2O wählen wir K gleich $1/L = 1/100$, d. h. $K_1 = 0{,}0100\ \text{cm}^{-1}$.

Zur Berechnung des thermischen Ausnutzungsfaktors f muß man die Neutronenbilanz für eine „Zelle“ (kleinste Einheit) der Anordnung aufstellen. Als Zelle wählen wir einen Uranstab plus den zugehörigen „Moderatoranteil“. Wie Abb. 79 zeigt, ist in unserem Beispiel der Querschnitt der Zelle ein Quadrat von 20,3 cm Seitenlänge (Mittelpunktsabstand der Uranstäbe); die Höhe der Zelle ist natürlich gleich der Länge des Uranstabes. Zwecks mathematischer Vereinfachung ersetzen wir diese Zelle durch einen Kreiszylinder von gleichem Querschnitt. Die einem Quadrat von 20,3 cm Seitenlänge äquivalente Fläche ist ein Kreis vom Radius $r_1 = 20{,}3/\sqrt{\pi} = 11{,}5$ cm. Für die ersten Versuchsrechnungen vernachlässigen wir den Kanal für das Kühlmittel und nehmen an,

der Stab habe einen Radius $r_0 = 1{,}40$ cm. Wir können nun die Formeln von Abschn. 6.6 zur Berechnung von $1/f$ anwenden:

$$\frac{1}{f} = 1 + \frac{V_1 \Sigma_1 \Phi(r_0)}{V_0 \Sigma_0 \bar{\Phi}_0} + \delta,$$

wo

$$\frac{\Phi(r_0)}{\bar{\Phi}_0} \simeq 1 + \frac{(K_0 r_0)^2}{8} - \frac{(K_0 r_0)^4}{192}$$

und

$$\delta \simeq \frac{(K_1 r_1)^2}{2} \cdot \left(\ln \frac{r_1}{r_0} - \frac{3}{4}\right).$$

Nun ist

$$K_0 r_0 = 0{,}70 \cdot 1{,}40 = 0{,}98,$$

$$K_1 r_1 = 0{,}0100 \cdot 11{,}5 = 0{,}115$$

und

$$\frac{r_1}{r_0} = \frac{11{,}5}{1{,}40} = 8{,}2.$$

Damit wird

$$\frac{\Phi(r_0)}{\bar{\Phi}_0} \simeq 1 + \frac{0{,}98^2}{8} - \frac{0{,}98^4}{192} = 1{,}115;$$

$$\delta \simeq \frac{0{,}115^2}{2} (\ln 8{,}2 - 0{,}75) = 0{,}0089.$$

Das Volumenverhältnis V_1/V_0 ist das gleiche wie das Querschnittsverhältnis:

$$\frac{\pi r_1^2 - \pi r_0^2}{\pi r_0^2} = \left(\frac{r_1}{r_0}\right)^2 - 1 = 66{,}2.$$

Das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte ist $\Sigma_1/\Sigma_0 = 8{,}0 \cdot 10^{-5}/0{,}351 = 2{,}28 \cdot 10^{-4}$. Setzen wir dies in die Gleichung für $1/f$ ein, so erhalten wir

$$\frac{1}{f} = 1 + 66{,}2 \cdot 2{,}28 \cdot 10^{-4} \cdot 1{,}115 + 0{,}0089 = 1 + 0{,}0168 + 0{,}0089 = 1{,}0257,$$

also

$$f_1 = 0{,}9749.$$

Daß der Wert von f so groß ausfällt, beruht darauf, daß wir ein Bremsmaterial mit sehr kleinem Absorptionsquerschnitt gewählt haben. Wir bezeichnen diesen Wert mit f_1, da er nur eine erste Näherung darstellt.

12.3 *Korrekturen für die Absorption im Kühlmittel und in den Kühlrohren*

Will man einen genaueren Wert für den thermischen Ausnutzungsfaktor erhalten, so muß man die Neutronenabsorption in der Kühlanlage sowie in Spaltprodukten und auch die Temperaturänderungen berücksichtigen. Es gibt Methoden, alle diese Effekte von vornherein bei der Berechnung der Flußverteilung genau in Rechnung zu stellen. Da es jedoch für den Konstrukteur und den Ingenieur wichtig ist, einen Überblick über die Größenordnung der verschiedenen Effekte zu haben, werden wir nur die relativen Größenwerte betrachten und auch keine absolute Genauigkeit anstreben. Dieses Vorgehen kommt auf eine grobe „Störungsrechnung" hinaus.

Absorption durch das Kühlmittel. An Stelle des diamantförmigen Querschnitts der Kühlkanäle unseres Prototyps, des Oak-Ridge-Reaktors, wollen wir einen gleichgroßen ringförmigen Querschnitt für unsere Kühlrohre benutzen und die Rohre mit flüssigem Natrium an Stelle von Luft füllen. Eine Seitenlänge von 4,45 cm entspricht dabei einem Stabdurchmesser von 2,8 cm. Der Flächeninhalt einer solchen Figur ist gleich dem Produkt aus der Länge einer Seite und dem Durchmesser des einbeschriebenen Kreises, also $4{,}45 \cdot 2{,}8 = 12{,}42\ \mathrm{cm}^2$. Damit erhalten wir folgende Daten:

Flächeninhalt des Stabquerschnitts: $\pi/4\,(2{,}8)^2 = 6{,}13\ \mathrm{cm}^2$;
Effektiver Querschnitt der Kühlrohre: $12{,}42 - 6{,}13 = 6{,}29\ \mathrm{cm}^2$;
Äußerer Radius des Kühlrohrs: $\sqrt{12{,}42/\pi} = 1{,}99\ \mathrm{cm}$;
Dicke des Ringes: $1{,}99 - 1{,}4 = 0{,}59\ \mathrm{cm}$.

Wir nehmen ferner an, der Neutronenfluß durch das Kühlmittel sei praktisch der gleiche wie der an der Oberfläche des Uranstabes, also gleich $\Phi\,(r_0)$; zu unserem vorherigen Ergebnis fügen wir einfach einen zweiten Absorptionsterm hinzu. Der korrigierte Wert $1/f_2$ wird dann

$$\frac{1}{f_2} = \frac{1}{f_1} + \frac{V_{\mathrm{Na}}\Sigma_{\mathrm{Na}}\Phi(r_0)}{V_0\Sigma_0\bar{\Phi}_0}.$$

Das Verhältnis des Natriumvolumens (pro Längeneinheit des Stabes) zu dem des Urans ist

$$\frac{V_{\mathrm{Na}}}{V_0} = \frac{6{,}29}{6{,}13} = 1{,}026.$$

Aus den Tabellen für die Wirkungsquerschnitte berechnet man Σ_{Na} zu 0,012, so daß das Verhältnis $\Sigma_{\mathrm{Na}}/\Sigma_0 = 0{,}012/0{,}351 = 0{,}0342$ wird. Das Flußverhältnis ist schon bekannt; es ist gleich 1,115. Der Zusatzterm wird also

$$\left(\Delta\,\frac{1}{f}\right)_{\mathrm{Na}} = 1{,}026 \cdot 0{,}0342 \cdot 1{,}115 = 0{,}0391.$$

Damit wird

$$\frac{1}{f_2} = \frac{1}{f_1} + \left(\Delta\,\frac{1}{f}\right)_{\mathrm{Na}} = 1{,}0257 + 0{,}0391 = 1{,}0648,$$

also

$$f_2 = 0{,}9391.$$

Absorption durch die Kühlrohre. Ein ähnliches Näherungsverfahren kann benutzt werden, um die Korrektur hinsichtlich der Neutronensorption durch die Kühlrohre durchzuführen.

Die Zusammenstellung der Korrosion verschiedener Metalle durch flüssige Metalle, Abschn. 9.4, Tab. 13, zeigt, daß Eisen mit Sicherheit bis zu einer Temperatur von 800°C mit flüssigem Natrium zusammen verwendet werden kann. Wir werden daher dünnwandige Eisenrohre voraussetzen, um die Absorption zu berechnen, obwohl eine Legierung wie korrosionsfester Stahl hinsichtlich Konstruktionsfestigkeit und Widerstand gegen Korrosion besser wäre. Der mikroskopische Wirkungsquerschnitt von Eisen, 2,43 barn, ist relativ hoch, was eine geringe Dicke der Rohre erforderlich macht. Im Hinblick auf die Sicherheit wählen wir als minimale Dicke $\Delta r = 0{,}04$ cm. Das Metallvolumen pro Längeneinheit ist gleich $2\pi r\,\Delta r = 2\pi\, 2{,}01 \cdot 0{,}04 = 0{,}505\ \mathrm{cm}^2$; das Volumenverhältnis ist gleich $V_{\mathrm{Fe}}/V_0 = 0{,}505/6{,}13 = 0{,}0824$. Mit dem makroskopischen Wirkungsquerschnitt von Eisen von 0,205 wird $\Sigma_{\mathrm{Fe}}/\Sigma_0 = 0{,}205/0{,}351 = 0{,}584$. Damit wird

$$\left(\Delta \frac{1}{f}\right)_{\mathrm{Fe}} = 0{,}0824 \cdot 0{,}584 \cdot 1{,}115 = 0{,}0537,$$

also

$$\frac{1}{f_3} = \frac{1}{f_2} + \left(\Delta \frac{1}{f}\right)_{\mathrm{Fe}} = 1{,}0648 + 0{,}0537 = 1{,}1185$$

und

$$f_3 = 0{,}8940 .$$

Es mag überraschen, daß das dünnwandige Eisenrohr mehr zum Absorptionsverlust von f beiträgt als der dicke Ring des Kühlmittels. Hätten wir statt Eisen korrosionsfesten Stahl ($\Sigma_a = 0{,}253$) zugrunde gelegt, so wäre der Effekt noch um 20% größer. Dies zeigt, daß man die Eigenschaften des Kühlmittels und die der Kühlrohre zusammen betrachten muß. Es kann z. B. vorteilhafter sein, ein Kühlmittel mit einem relativ hohen Absorptionsquerschnitt zu verwenden, wenn gleichzeitig für die Kühlrohre ein Metall mit sehr geringem Wirkungsquerschnitt ohne Korrosionsgefahr verwendet werden kann.

Der Leser wird vielleicht fragen, ob nicht auch die Neutronenabsorption durch die den Uranstab umgebende Hülle in Rechnung gestellt werden muß. Im Vergleich zur Absorption durch die Rohre kann man diese Absorption vernachlässigen, falls die Stäbe mit einer sehr dünnen Metallschicht kleiner Absorption überzogen sind. Wenn dies nicht möglich ist und die Stäbe in Rohrkassetten untergebracht sind, muß deren Absorption hinzugefügt werden.

12.4 *Absorption durch „vergiftende“ Spaltprodukte*

Spaltprodukte, wie sie dauernd in einem homogenen Reaktor gebildet werden, können entweder laufend oder in Abständen herausgenommen werden, um einen unerwünschten Beitrag zur Neutronenabsorption zu verhindern. Die meisten Produkte, die in den Uranstäben eines heterogenen Reaktors gebildet

werden, bleiben jedoch im Reaktor, und zwar eng vermischt mit dem Uran. Der stärkste bekannte Absorber für thermische Neutronen ist das Spaltprodukt Xe^{135} mit $\sigma_a = 3{,}5 \cdot 10^6$ barn. Beim Start des Reaktors ist dieses Isotop nicht vorhanden. Im Laufe der Zeit erhöht sich jedoch die Konzentration auf einen Wert, der k unter 1 herabdrücken würde, wenn der Reaktor nicht gleich zu Anfang mit einem Reaktivitätsüberschuß versehen wäre. Die Tatsache, daß Xe^{135} ein starker Absorber ist, bedeutet, daß es ständig durch Neutronenabsorption „verbrannt" wird. Man muß daher den Gleichgewichtswert der Xe-Konzentration betrachten, bei dem Entstehen und „Verbrennen" sich das Gleichgewicht halten. Im folgenden geben wir eine Abschätzung dieses Gleichgewichtswertes.

Die Hauptzerfallsreihe, welche Xe^{135} ergibt, versehen mit den entsprechenden Halbwertzeiten, ist folgende

$$_{52}\mathrm{Te}^{135} \xrightarrow[\beta\,(2\ \mathrm{min})]{} {}_{53}\mathrm{J}^{135} \xrightarrow[\beta\,(6{,}7\ \mathrm{Std.})]{} {}_{54}\mathrm{Xe}^{135} \xrightarrow[\beta\,(9{,}2\ \mathrm{Std.})]{} {}_{55}\mathrm{Cs}^{135} \xrightarrow[\beta\,(2{,}1\cdot 10^6\ \mathrm{Jahre})]{} {}_{56}\mathrm{Ba}^{135}\ (\mathrm{stabil}).$$

Wir wollen hier jedoch nicht auf die Frage eingehen, wie sich die Gesamtausbeute an Xe aus dem direkt erzeugten und dem durch Zerfall des Jods entstehenden Anteil zusammensetzt, da hier nur die Gesamtausbeute interessiert. Für diese können wir $y = 0{,}059$ annehmen (Abb. 22). Die Erzeugungsrate von Xe-Atomen ist dann gleich $y\Sigma_f\Phi$, wo Σ_f der makroskopische Spaltquerschnitt des Urans ist.

Die zwei Prozesse, die zur Abnahme der erzeugten Xe-Mengen führen, sind: a) der radioaktive Zerfall, und zwar ist die Zerfallsrate gleich $-\lambda N$, mit $\lambda = 2{,}1 \cdot 10^{-5}\ \mathrm{sec}^{-1}$ und N = Anzahl der Xe^{135}-Atome pro cm^3; b) „Verbrennen" durch Neutronenabsorption, und zwar ist hier die Rate $-N\sigma\Phi$, mit σ (thermischer Absorptionsquerschnitt des Xenons) $= 3{,}5 \cdot 10^{-18}\ \mathrm{cm}^2$. Die Gleichgewichtsbedingung lautet also:

$$y\,\Sigma_f\,\Phi - \lambda N - N\sigma\Phi = 0,$$

woraus sich

$$\Sigma = N\sigma = \frac{y\,\Sigma_f}{1 + \dfrac{\lambda}{\sigma\Phi}}$$

für den Gleichgewichtswert der makroskopischen Absorption ergibt.

Wir können nun die Änderung von $1/f$ infolge dieser „Xe-Vergiftung" im Uran abschätzen:

$$\left(\Delta \frac{1}{f}\right)_{\mathrm{Xe}} = \frac{\Sigma}{\Sigma_{\mathrm{U}}} = \frac{y\dfrac{\Sigma_f}{\Sigma_{\mathrm{U}}}}{1 + \dfrac{\lambda}{\sigma\Phi}}.$$

Setzen wir nun die numerischen Werte ein, einschließlich des Verhältnisses $(\sigma_f/\sigma_a)_U = 3{,}92/7{,}42 = 0{,}528$, so ergibt sich

$$\left(\Delta\frac{1}{f}\right)_{Xe} = \frac{0{,}059 \cdot 0{,}528}{1 + \dfrac{2{,}1 \cdot 10^{-5}}{3{,}5 \cdot 10^{-18}\Phi}} = \frac{0{,}0312}{1 + \dfrac{6{,}0 \cdot 10^{12}}{\Phi}}.$$

Die maximal mögliche Änderung von $1/f$, die einem unendlich großen Neutronenfluß entspricht, ist also gleich 0,0312. Die minimale Änderung, die einem verschwindenden Fluß entspricht, ist natürlich null. Für einen Fluß von $6{,}0 \cdot 10^{12}$ erreicht $\Delta(1/f)$ die Hälfte des Maximalwertes. Vorerst kennen wir jedoch weder die Reaktorgröße noch die Leistungsdichte, noch auch die Neutronenflußdichte, so daß wir keine begründete Wahl von Φ oder $\Delta(1/f)$ treffen können. Wenn wir nur die Flußdichte des CP-3-Reaktors, d. h. 10^{12}, erreichen würden, wäre die Vergiftung sehr viel kleiner, als wenn der Fluß gleich $5{,}8 \cdot 10^{13}$ wäre wie im NRX-Reaktor in Chalk River. Solange der Flußwert Φ noch nicht zur Verfügung steht, werden wir willkürlich $\Delta(1/f)_{Xe} = 0{,}01$ setzen. Der neue Wert $1/f_4$ ist dann gleich 1,1285 und $f_4 = 0{,}8861$.

Die prozentuale Änderung von k_∞, die durch die Vergiftungen hervorgerufen wird, ist, wie wir sogleich zeigen werden, nahezu die gleiche wie die prozentuale Änderung von $1/f$. Behandeln wir nämlich die Korrektur, als wenn sie von differentieller Größe wäre, $d(1/f) = 1/f^2 \cdot df$, so ergibt sich, da $dk/k = df/f$;

$$\frac{dk}{k} = f\,d\left(\frac{1}{f}\right) = \frac{d\left(\dfrac{1}{f}\right)}{\dfrac{1}{f}}.$$

Der maximale Einfluß auf k beträgt daher 0,01/1,1185 oder 0,9 %. Diese Überschußreaktivität, die beim Start erfolgreich ist, wird durch die Regelstäbe eingestellt.

Verteilte Absorption. Da die Xenonabsorption vom Neutronenfluß und somit vom Ort im Reaktor abhängig ist, variiert die Menge der „Vergiftungen" von einem Uranstab zum anderen. Dies stellt ein neues Moment dar; die früher betrachtete Absorption durch das Kühlmittel oder die Kühlrohre steht immer in einem konstanten Verhältnis zur Absorption durch das Brems- oder das Spaltmaterial, unabhängig vom Ort im Reaktor. Eine Methode der Störungsrechnung, die zuerst in der Quantenmechanik benutzt wurde, kann auch hier verwandt werden, um den korrekten Gesamteffekt auf den Vermehrungsfaktor zu erhalten. Man kann nämlich zeigen, daß $\Delta(1/f)$ mit dem Gewicht Φ^2 (und nicht Φ, wie man erwarten könnte) gemittelt werden muß. Der sich so ergebende allgemeinere Ausdruck, der auch für lokalisierte oder ungleichförmig verteilte Absorber gilt, lautet:

$$\frac{dk}{k} = \frac{\int \Delta\Sigma_a \Phi^2 dV}{\int \Sigma_a \Phi^2 dV}.$$

$\Delta\Sigma_a$ ist der zusätzliche makroskopische Absorptionsquerschnitt; die Integration ist über die Reaktorkoordinaten zu erstrecken.

Um die Anwendung der Formel zu veranschaulichen, wollen wir den Effekt bestimmen, der eintritt, wenn wir einen einzigen kurzen Uranstab im geometrischen Mittelpunkt eines kubischen Reaktors durch einen anderen ersetzen, der einen um die Größe $\Delta\Sigma_a$ höheren Absorptionsquerschnitt besitzt. Der Fluß hat an diesem Punkt den Wert Φ_c, während er an einem beliebigen anderen Punkt (x, y, z)

$$\Phi = \Phi_c \cdot \sin\frac{\pi x}{s}\sin\frac{\pi y}{s}\sin\frac{\pi z}{s}$$

beträgt. Das Integral im Zähler wird

$$\int \Delta\Sigma_a \Phi_c^2\, dV = v\Delta\Sigma_a \Phi_c^2,$$

wo v das Volumen des einen Stabes ist. ($\Delta\Sigma_a$ ist null überall im Reaktor außer im Volumen v.) Der Wert des Nenners ergibt sich aus der Bemerkung, daß alle Integrale vom Typ $\int\limits_0^s \sin^2\frac{\pi x}{s}\,dx$ gleich $s/2$ sind. Daher

$$\frac{dk}{k} = \frac{v\Delta\Sigma_a\Phi_c^2}{\Sigma_a\Phi_c^2\left(\frac{s}{2}\right)^3} = \frac{8v\Delta\Sigma_a}{V\Sigma_a},$$

wo V das Gesamtvolumen des Reaktors ist.

Wir wollen nun dieses Ergebnis mit dem vergleichen, das man erhält, wenn man die zusätzliche Absorption gleichförmig über das ganze System verteilt, so daß sie $v\Delta\Sigma_a/V\Sigma_a$ pro Volumeneinheit beträgt. Die relative Änderung in k wird dann gleich

$$\frac{dk}{k} = \frac{v\Delta\Sigma_a}{V\Sigma_a}\,\frac{\int\Phi^2 dV}{\int\Phi^2 dV} = \frac{v\Delta\Sigma_a}{V\Sigma_a}.$$

Wir haben somit das bemerkenswerte Ergebnis, daß ein Absorber *achtmal so wirkungsvoll* ist, wenn er sich im Mittelpunkt des Reaktors befindet, als wenn er gleichmäßig in ihm verteilt ist.

12.5 *Berechnung der Resonanzentweichwahrscheinlichkeit*

Das Verhältnis „Σ_U/Σ_B" der Wirkungsquerschnitte, das in der Formel

$$p = e^{-\frac{„\Sigma_U"}{„\Sigma_B"}}$$

für den Faktor p eines homogenen Reaktors auftritt, erinnert an das Verhältnis, das in der Formel für den thermischen Ausnutzungsfaktor

$$\frac{1}{f} = \frac{\Sigma_B}{\Sigma_U} + 1$$

erscheint. Dieser Umstand legt die Vermutung nahe, die Methode zur Berechnung von $1/f$ lasse sich vielleicht auch auf das Resonanzproblem anwenden. Man behandelt also die Neutronen hoher Energie so, als ob sie einen diffundierenden Fluß bilden und „absorbiert" werden entweder durch wirklichen Einfang im U^{238} oder durch eine der Absorption äquivalente Streuung. Auf Grund einer solchen Analogie kann man einen *Resonanzausnutzungsfaktor* $1/f_r$ einführen, mit dessen Hilfe man p unter Benutzung von

$$p = e^{-\left(\frac{1}{fr}-1\right)^{-1}}$$

berechnen kann. Die Konstanten „Σ_U" und „Σ_B" für diese Neutronen sind aus den Formeln von Abschn. 6.5 leicht zu erhalten. Die logarithmierte Breite des Resonanzgebiets ist 5,6, entsprechend $E_2/E_1 = 270$, wo E_2 und E_1 die Begrenzungen dieses Energiegebietes sind. Nimmt man für E_2 den Wert 54 eV, der gerade hinter den Hauptspitzen der Kurve für den Absorptionsquerschnitt von Uran liegt (Abb. 81), so liegt die untere Grenze E_1 bei 0,2 eV, also gerade vor dem schwachen Absorptionsmaximum. Für den größten Teil dieses Gebietes ist der Streuquerschnitt von D_2O $(\sigma_s)_{D_2O} = 10{,}5$ barn. Damit wird

$$(\Sigma_s)_{D_2O} = 0{,}0331 \cdot 10{,}5 = 0{,}348 \text{ cm}^{-1}.$$

Den Faktor ξ_{D_2O} muß man sich als einen mit den entsprechenden Gewichten berechneten Mittelwert von ξ_D und ξ_O denken, wobei als Gewichte die relativen Streuquerschnitte des Deuteriums und des Sauerstoffes zu benutzen sind:

$$\xi_{D_2O} = \frac{\xi_D \cdot 2\,(\sigma_s)_D + \xi_O \cdot (\sigma_s)_O}{(\sigma_s)_{D_2O}}.$$

Nun ist $\xi_D = 0{,}726$ und $\xi_O = 0{,}121$; $(\sigma_s)_O$ ist in diesem Energiebereich gleich 3,8 barn, $2\,(\sigma_s)_D$ gleich 6,7 barn. Damit wird

$$\xi_{D_2O} = \frac{0{,}726 \cdot 6{,}7 + 0{,}121 \cdot 3{,}8}{10{,}5} = 0{,}507.$$

Folglich ist

$$„\Sigma_B" = \frac{\xi_{D_2O}\,(\Sigma_s)_{D_2O}}{5{,}6} = \frac{0{,}507 \cdot 0{,}348}{5{,}6} = 0{,}0315 \text{ cm}^{-1}.$$

Dies entspricht recht gut dem von Glasstone und Edlund angegebenen Wert von 0,0313. Weiter ist

$$„\Sigma_U" = N_U \cdot \frac{9{,}25}{5{,}6}\left(1 + 2{,}67\,\frac{S}{M}\right) = 0{,}0473 \cdot \frac{9{,}25}{5{,}6}\left(1 + 2{,}67\,\frac{2}{1{,}4 \cdot 18{,}7}\right) = 0{,}0941 \text{ cm}^{-1}.$$

Der Wert von K im Moderator ist durch

$$K_1 = \sqrt{3\,„\Sigma_B"\,\Sigma_t}$$

gegeben, wo

$$\Sigma_t = \Sigma_s\,(1 - \overline{\cos\theta}) = 0{,}348 \cdot (1 - 0{,}228) = 0{,}269 \text{ cm}^{-1}.$$

Der Wert von $\overline{\cos\theta}$, den wir mit μ abkürzen wollen, wird aus $2/(3M)$ unter Benutzung der *Atomgewichte* von Deuterium und Sauerstoff berechnet (Abschn. 2.7):

$$\mu = \frac{\mu_D 2\sigma_D + \mu_O \sigma_O}{\sigma_{D_2O}} = \frac{\frac{2}{3\cdot 2}\cdot 6{,}7 + \frac{2}{3\cdot 16}\cdot 3{,}8}{10{,}5} = 0{,}228.$$

Der sich ergebende Wert $K_1 = \sqrt{3\cdot 0{,}0315\cdot 0{,}269} = 0{,}159$ entspricht gut dem von GLASSTONE und EDLUND angegebenen Wert von 0,155.

Als empirischer Wert für die reziproke Diffusionslänge K_0 in natürlichem Uran wird 0,022 ϱ angegeben, d. h. $K_0 = 0{,}022\cdot 18{,}7 = 0{,}411$.

Wir können nun die notwendigen Konstanten zusammenstellen; die Indizes 0 und 1 beziehen sich wie bisher auf das Spalt- bzw. das Bremsmaterial. Die Konstanten für den *Resonanzeinfang* sind:

$$K_0 r_0 = 0{,}411\cdot 1{,}4 = 0{,}575,$$

$$K_1 r_1 = 0{,}159\cdot 11{,}5 = 1{,}83,$$

$$\frac{r_1}{r_0} = 8{,}2,$$

$$\frac{\Sigma_1}{\Sigma_0} = \frac{0{,}0315}{0{,}0941} = 0{,}335,$$

$$\frac{V_1}{V_0} = 66{,}2.$$

Die Resonanzausnutzung $1/f_r$ wird nun in direkter Analogie zu $1/f$ beim thermischen Problem berechnet. Es ist

$$\frac{\Phi(r_0)}{\bar{\Phi}_0} = 1 + \frac{0{,}575^2}{8} - \frac{0{,}575^4}{192} = 1 + 0{,}0413 - 0{,}00057 = 1{,}0407,$$

$$\delta = \frac{1{,}83^2}{2}(\ln 8{,}2 - 0{,}75) = 2{,}27,$$

$$\frac{1}{f_r} - 1 = 66{,}2\cdot 0{,}335\cdot 1{,}0407 + 2{,}27 = 23{,}08 + 2{,}27 = 25{,}35,$$

$$\left(\frac{1}{f_r} - 1\right)^{-1} = 0{,}0394.$$

Die Resonanzentweichwahrscheinlichkeit wird daher gleich

$$p = e^{-0{,}0394} = 0{,}9613.$$

Der schnelle Spaltungsfaktor ε ergibt sich aus Abb. 49 zu 1,031; die mittlere Anzahl η der Neutronen pro Absorption ist gleich 1,32. Daher finden wir

$$k_\infty = \varepsilon p f \eta = 1{,}031\cdot 0{,}9613\cdot 0{,}8861\cdot 1{,}32 = 1{,}159.$$

Der Reaktor kann daher kritisch gemacht werden, falls er nicht zu klein bemessen ist.

12.6 *Temperatureffekte*

Ein Reaktor, der bei einer hohen Temperatur betrieben wird, besitzt einen Vermehrungsfaktor, der etwas verschieden ist von dem eines bei Zimmertemperatur betriebenen. Die beiden wichtigsten Prozesse sind dabei:

1. Anwachsen des Resonanzeinfangs (Verkleinerung von p) infolge der erhöhten Neutronenenergie und der erhöhten Temperatur der Uranstäbe.

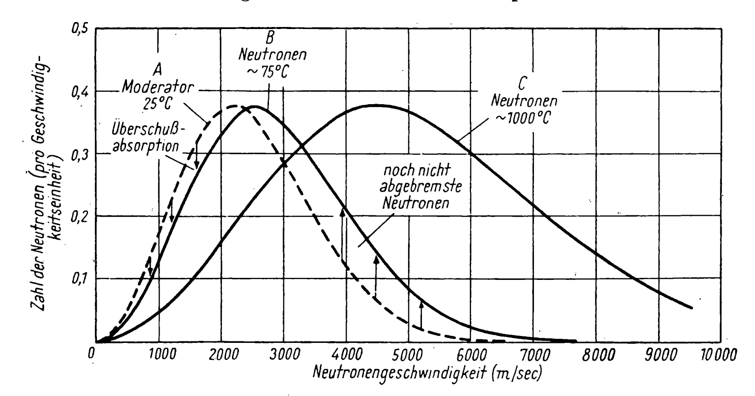


Abb. 80. Geschwindigkeitsverteilung der Neutronen im Moderator

2. Abnahme des thermischen Ausnutzungsfaktors f infolge von Änderungen in der Flußverteilung.

Eine qualitative graphische Analyse soll das Verständnis der Temperaturabhängigkeit des Resonanzeffekts erleichtern.

Nur wenn die Neutronen mit niedriger Energie erzeugt würden und keine Absorption stattfände, würde die Energieverteilung der Neutronen im Uranstab mit der im Moderator übereinstimmen wie in Kurve A, Abb. 80. In Wirklichkeit tritt jedoch eine Absorption ein, die für Neutronen geringer Energie stärker ist als für die höherer Energie ($1/v$-Absorption). Außerdem enthält das System noch einen gewissen Bruchteil von Neutronen, die noch nicht thermisch geworden sind. Im Vergleich zur MAXWELL-Verteilung erscheint also die Seite kleiner Geschwindigkeiten herabgedrückt, während die Seite hoher Energien gehoben ist wie in Kurve B, Abb. 80. Dies führt zu dem Nettoeffekt einer *scheinbaren* MAXWELL-Verteilung höherer Temperatur. Für bestimmte Zwecke ist es daher nützlich, diesen Zustand so zu beschreiben, als ob die Neutronentemperatur tatsächlich höher sei als die des Mediums.

Wie auch immer die Neutronenverteilung sein möge, der Effekt einer Erwärmung des Moderators besteht jedenfalls darin, daß die typische Neutronengeschwindigkeit auf einen höheren Wert verschoben wird, Kurve C in Abb. 80.

Die Kurve für den totalen Wirkungsquerschnitt von Uran ist in Abb. 81 gezeigt. Die Rate der Neutronenabsorption in metallischem Uran pro Volumeneinheit ist gegeben durch

$$\int\limits_{v=0}^{v=\infty} dn\, v N \sigma(v)\,.$$

Die Differenz in der Absorption für zwei Temperaturen könnte durch numerische Integration berechnet werden, wenn man die genaue Kurve für den *Absorptions*querschnitt von U^{238} kennen würde.

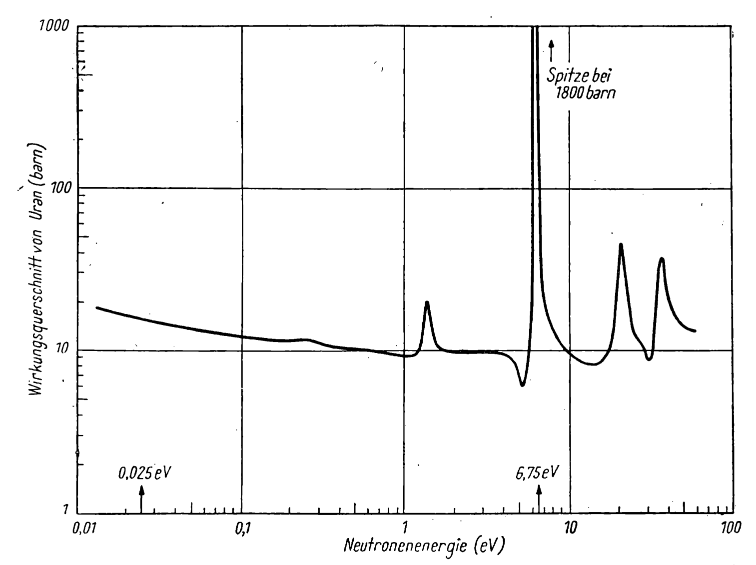


Abb. 81. Wirkungsquerschnitt von natürlichem Uran als Funktion der Energie $\sigma = \sigma_a + \sigma_s$

Die „Dopplerverbreiterung" stellt einen weiteren Effekt dar, der von Bedeutung wird, wenn die Metallstäbe sehr viel höhere Temperatur haben als das Bremsmaterial. Der Einfangquerschnitt für Neutronen der Energie E durch einen Kern, welcher ein Resonanzniveau bei E_r besitzt, ist gegeben durch die Breit-Wigner-Formel

$$\sigma(E) = \frac{\sigma_r}{1 + \left[\frac{2 \cdot (E - E_r)}{\Gamma}\right]^2},$$

wo σ_r die Höhe des Resonanzmaximums der Wirkungsquerschnittskurve für das Resonanzniveau E_r und Γ die Halbwertbreite der Resonanzkurve sind. Wenn das Uran heiß wird, bekommen die Kerne Geschwindigkeiten, die nicht mehr vernachlässigbar sind gegen die der Neutronen. Für E muß man dann die *relative* kinetische Energie E' der Neutronen einsetzen, die näherungsweise gleich $^1/_2\, m\, (v - v_N)^2$ ist, wo v und v_N die Geschwindigkeit des Neutrons bzw. des Kerns ist. Da nämlich die Kerne auch eine MAXWELLsche Geschwindigkeitsverteilung haben, muß noch über sie gemittelt werden. BETHE[1]) hat einen Ausdruck für den effektiven Wirkungsquerschnitt für Neutronen der Energie E abgeleitet:

$$\sigma(E) = \sigma_r \psi,$$

wo ψ eine Funktion der relativen Energie E', der Neutronenenergie E, der Temperatur des Mediums und der Halbwertbreite des Resonanzmaximums der Wirkungsquerschnittskurve ist. Dieses neue σ muß in die Formel für die Gesamtabsorption (pro Volumeneinheit Uran) eingesetzt werden, um den Temperatureinfluß auf den Resonanzeinfang abzuschätzen. Experimentell hat man gefunden, daß dieser Effekt sich wie $1/T$ verhält. Der Resonanzeinfang hängt daher sowohl von der Uran- als auch von der Moderatortemperatur ab. Er wächst mit steigender mittlerer Neutronenenergie, und zwar wegen der Verschiebung der MAXWELL-Verteilung in Richtung auf die erste Resonanzstelle bei 7 eV. Wie die Experimente zeigen, ändert sich der effektive Wirkungsquerschnitt fast linear entsprechend

$$„\sigma_U" = („\sigma_U")_0\, (1 + \alpha T).$$

Hier sind T die Temperatur*differenz* (in °C) zur Zimmertemperatur und α ein Temperaturkoeffizient, dessen numerischer Wert nahezu $10^{-4}/°C$ ist. Da der Moderator unseres Reaktors aus Wasser besteht, müssen wir voraussetzen, daß seine Temperatur unterhalb der des Siedepunktes gehalten wird. (Dazu kann eine isolierende Luftschicht zwischen Kühlrohr und Wasser oder Zirkulation und äußere Wärmeabführung dienen.) Wir wollen annehmen, die maximale Wassertemperatur während des Betriebes sei 80°C. Die relative Änderung in „σ_U" ist daher $\alpha \cdot \Delta T = 10^{-4} \cdot (80° - 20°) = 0{,}006$. Dies führt zu einer Abnahme von p um ungefähr 0,02 %. Beim Start des Reaktors, wenn der Moderator auf Zimmertemperatur ist, muß also eine kleine Überschußreaktivität ungefähr vom gleichen Betrage da sein.

Die Temperaturabhängigkeit des thermischen Ausnutzungsfaktors f ergibt sich aus der Formel

$$f = \frac{V_U \Sigma_U \bar{\Phi}_U}{V_B \Sigma_B \bar{\Phi}_B + V_U \Sigma_U \bar{\Phi}_U}.$$

In einem homogenen Reaktor, wo $\bar{\Phi}_U$ und $\bar{\Phi}_B$ den gleichen Wert haben und wenn die Absorber vom $1/v$-Typ sind, bleibt f als Funktion der Neutronentemperatur im wesentlichen konstant. In einem heterogenen Reaktor ist jedoch

[1]) H. A. BETHE, *Nuclear Physics*, Rev. Mod. Phys. *9*, 69, 1937.

das Flußverhältnis $\bar{\Phi}_B/\bar{\Phi}_U$ als Funktion von T nicht konstant, auch nicht bei Wirkungsquerschnitten vom $1/v$-Typ, und zwar wegen der Art, in der sich die Diffusionslängen mit der Temperatur ändern. In den meisten Moderatoren mit geringer Absorption ändert sich K wie $\sqrt{3\Sigma_a\,\Sigma_t}$, während für natürliches Uran K annähernd $\Sigma_a + \Sigma_s$ ist. Wegen der unterschiedlichen Abhängigkeit von Σ_a, und damit von der Neutronengeschwindigkeit, wird das Flußverhältnis selbst temperaturabhängig. Für den D_2O-Reaktor kann man zwar annehmen, daß ein Temperaturanstieg von 60° nur zu einer vernachlässigbaren Änderung des Vermehrungsfaktors führt. Dies wäre jedoch nicht richtig für Reaktoren mit festem Bremsmaterial wie Graphit, bei denen die Moderatortemperatur auf einige hundert Grad über Zimmertemperatur ansteigen kann.

12.7 *Größe des Reaktors*

Die kritische Größe des Reaktors folgt aus der Bedingung

$$k_{\text{eff}} = \frac{k_\infty e^{-K^2\tau}}{1 + K^2L^2} = 1 .$$

Für Zylinderform ist der entsprechende Volumenformfaktor

$$K^2 = \left(\frac{2{,}4048}{R}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{H}\right)^2,$$

wo R der Radius und H die Höhe sind. Der Neutronenaustritt aus einem Reaktor ohne Reflektor ist ein Minimum, wenn $H = 1{,}8475\ R$ ist. Wenn wir dies Verhältnis von Höhe zu Radius zugrunde legen, finden wir

$$K^2 = \left(\frac{2{,}9453}{R}\right)^2.$$

Der Wert von τ für einen heterogenen Reaktor ist nicht merklich verschieden von dem des Bremsmaterials, da die Streuung durch die Urankerne praktisch zu keinem Energieverlust führt. Wir nehmen den Wert $\tau \doteq 120\ \text{cm}^2$. Die Uranstäbe beeinflussen jedoch den Wert der thermischen Diffusionslänge L. Da das Quadrat der Diffusionslänge proportional zu $1/\Sigma_a$ ist, können wir schreiben:

$$\frac{L^2}{L_B^2} = \frac{(\Sigma_a)_B\,\bar{\Phi}_B}{(\Sigma_a)_R\,\bar{\Phi}_R},$$

wo sich der Index B nur auf das Bremsmaterial und R auf den ganzen Reaktor bezieht und die mittleren Flüsse als die entsprechenden Gewichtsfaktoren dienen. Nun ist

$$(\Sigma_a)_R\,\bar{\Phi}_R = \frac{V_B\,\Sigma_B\,\bar{\Phi}_B + V_U\,\Sigma_U\,\bar{\Phi}_U + V_P\,\Sigma_P\,\bar{\Phi}_P}{V_R},$$

wo P für alle „Vergiftungen" steht, einschließlich Kühlmittel und Kühlrohre, und V_R das Reaktorvolumen ist. Nach Umordnung erhält man

$$L^2 = L_B^2 (1 - f_1) \cdot \frac{f}{f_1} \cdot \frac{V_R}{V_B},$$

wo f_1 der thermische Ausnutzungsfaktor in der zuerst berechneten ersten Näherung ist, die nur vom Moderator und von den Uranstäben abhängt. Wenn $V_R \simeq V_B$ und $f \simeq f_1$, reduziert sich die letzte Formel auf das Ergebnis für einen homogenen Reaktor. Das Verhältnis V_R/V_B ist einfach gleich $\pi r_1^2/(\pi r_1^2 - \pi r_0^2) = [(V_1/V_0) + 1]/(V_1/V_0)$, was in unserem Fall gleich $67{,}2/66{,}2 = 1{,}015$ ist. Ferner ist

$$f/f_1 = 0{,}8861/0{,}9749 = 0{,}9089; \quad 1 - f_1 = 0{,}0251.$$

Für L_B wählen wir 100 cm, $L_B^2 = 10^4$ cm². Daher wird

$$L^2 = 10^4 \cdot 0{,}0251 \cdot 0{,}9089 \cdot 1{,}015 = 231{,}5 \text{ cm}^2.$$

Eine erste Näherung erhalten wir aus der Näherungsformel für kleine K^2:

$$K^2 = \frac{k_\infty - 1}{L^2 + \tau} = \frac{1{,}159 - 1}{231{,}5 + 120} = 4{,}52 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2.$$

Setzen wir diesen Wert und einen etwas kleineren, z. B. $4{,}00 \cdot 10^{-4}$, in die allgemeine Formel für k_{eff} ein, so erhalten wir zwei Werte zur Interpolation:

K^2	$4{,}52 \cdot 10^{-4}$	$4{,}00 \cdot 10^{-4}$	$4{,}33 \cdot 10^{-4}$
k_{eff}	0,9938	1,0110	1,0001

$$R = \frac{2{,}9453}{K} = \frac{2{,}9453}{\sqrt{4{,}33 \cdot 10^{-4}}} = 141{,}5 \text{ cm},$$

$$H = 1{,}8475\, R = 261{,}4 \text{ cm}.$$

Einige weitere Größen ergeben sich sofort:

Reaktorvolumen V_R*:*

$$\pi R^2 H = \pi \cdot 141{,}5^2 \cdot 261{,}4 = 16{,}4 \text{ m}^3.$$

Schwerwassermenge $V_B = \dfrac{V_R}{\dfrac{V_R}{V_B}}$:

$$\frac{16{,}4}{1{,}015} = 16{,}15 \text{ m}^3.$$

Bei einer Dichte von 1,1 ergibt dies 17,8 t.

Uranmenge $V_R\ (r_0/r_1)^2$:

$$\frac{16,4}{8,2^2} = 0,245\ \text{m}^3.$$

Bei einer Dichte von 18,7 ergibt dies 4580 kg.

Zahl der Uranstäbe: Der Flächeninhalt des Reaktorquerschnitts ist $\pi R^2 = 6,28 \cdot 10^4$ cm², und die Zellenfläche ist gleich $(20,3\ \text{cm})^2 = 4,13 \cdot 10^2$ cm². Daher wird $N = 152$.

Damit haben wir die kernphysikalischen Größen des Reaktors bestimmt, was gerade die eine Hälfte des Problems ausmacht, da noch die Wärmeabfuhr untersucht werden muß.

12.8 *Wärmeübergang bei ungleichförmigem Fluß im Reaktor*

Die in Kap. X gemachte Annahme, daß die pro Längeneinheit erzeugte Wärme für alle Teile eines Uranstabes gleich ist, ist in einem Reaktor ohne Reflektor

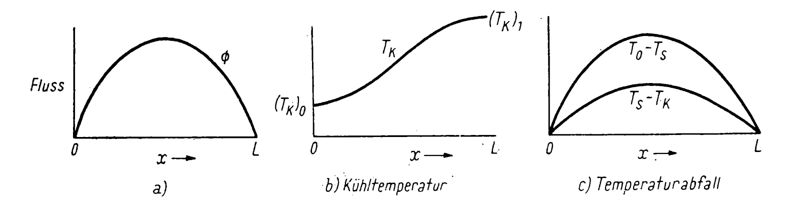


Abb. 82. Neutronenfluß und Temperatur entlang des Kühlflüssigkeitskanals

nicht erfüllt, da der Neutronenfluß als Funktion der axialen Koordinate x durch eine Sinusfunktion dargestellt wird:

$$\Phi = \Phi_c \sin \frac{\pi x}{L},$$

wie in Abb. 82a gezeigt ist. (Man beachte, daß jetzt L an Stelle von H benutzt wird.) Dies führt zu folgender Modifikation gegenüber der Untersuchung von Kap. X.

Die Wärmemenge dq, die pro Länge dx in der Entfernung x von der Eintrittsstelle der Kühlflüssigkeit erzeugt wird, ist proportional zum Flußwert in x: $dq = A \sin (\pi x/L)\, dx$, wo A eine noch zu bestimmende Konstante ist. Die Gesamtwärmemenge Q, die pro Zeiteinheit in einem Stab (oder einer Reihe

hintereinander geschalteter Stäbe) erzeugt wird, ist die Summe aller infinitesimalen Beiträge, also gleich dem Integral

$$Q = \int_{x=0}^{x=L} dq = A \int_0^L \sin \frac{\pi x}{L}\, dx = \frac{2AL}{\pi}.$$

Damit wird

$$A = \frac{\pi Q}{2L} \quad \text{und} \quad dq = \frac{\pi Q}{2L} \sin \frac{\pi x}{L}\, dx.$$

Die Temperatur des Kühlmittels zur Zeit, wo es den Punkt x erreicht, wird

$$T_k = (T_k)_0 + \int_0^x \frac{dq}{cM} = (T_k)_0 + \frac{\pi Q}{2LcM} \int_0^x \sin \frac{\pi x}{L}\, dx.$$

Die Integration ergibt

$$T_k = (T_k)_0 + \frac{\pi Q}{2LcM} \left[\frac{-L}{\pi} \cos \frac{\pi x}{L} \right]_0^x = (T_k)_0 + \frac{Q}{2cM} \left(1 - \cos \frac{\pi x}{L} \right), \tag{12.1}$$

was in Abb. 82b dargestellt ist. Wir bemerken, daß wir für $x = L$, wie erwartet, $T = (T_k)_0 + Q/cM$ erhalten.

Die Temperaturdifferenz zwischen dem Kühlmittel und der Staboberfläche wird von Punkt zu Punkt variieren, da die abzuführende Wärme auch durch eine Sinusfunktion gegeben ist. Damit wird

$$dq = hS\, dx\, (T_S - T_k) = \frac{\pi}{2} \frac{Q}{L} \sin \frac{\pi x}{L}\, dx$$

oder

$$T_S - T_k = \frac{\pi Q}{2hSL} \sin \frac{\pi x}{L}. \tag{12.2}$$

Abb. 82c zeigt die sinusförmige Änderung von $T_S - T_k$.

Der radiale Temperaturabfall zwischen Stabachse und Oberfläche des Stabes wird ebenfalls für verschiedene Stellen verschieden sein. Da die pro Längeneinheit erzeugte Wärme, $\pi Q/2L \sin \pi x/L$, radial nach außen geleitet wird, ergibt sich ein Temperaturabfall von

$$T_0 - T_S = \frac{\alpha \frac{\pi Q}{2L} \sin \frac{\pi x}{L}}{4\pi k}, \tag{12.3}$$

wo k die thermische Leitfähigkeit des Stabes und α ein Faktor nahezu gleich 1 sind. α stellt eine Korrektur dafür dar, daß der Neutronenfluß von der

Staboberfläche zur Achse hin abfällt. Man kann zeigen (Anhang), daß in guter Näherung

$$\alpha = 1 - \frac{1}{16}(K_0 r_0)^2$$

ist, wo K_0 die reziproke Diffusionslänge im Uran und r_0 der Stabradius ist. Da für unseren D_2O-Reaktor $K_0 r_0 = 0{,}98$ ist, wird $\alpha = 0{,}94$. Der oben angegebene Temperaturabfall von x ist in Abb. 82c dargestellt. Fassen wir die Gl. (12.1), (12.2) und (12.3) zusammen, so erhalten wir

$$T_0 - (T_k)_0 = \frac{Q}{2cM}\left(1 - \cos\frac{\pi x}{L}\right) + \frac{\pi Q}{2L}\left(\frac{1}{hS} + \frac{\alpha}{4\pi k}\right)\sin\frac{\pi x}{L}.$$

Wir können diesen Ausdruck vereinfachen, indem wir $\pi x/L = \theta$ setzen und den „Widerstand"

$$R = \frac{1}{hS} + \frac{\alpha}{4\pi k}$$

einführen, so daß

$$T_0 = (T_k)_0 + \frac{Q}{2cM}(1 - \cos\theta) + \frac{\pi Q}{2L} R \sin\theta\,. \tag{12.4}$$

Der Temperaturverlauf entlang der Stabachse ist in Abb. 83 angegeben. Die Temperatur erreicht ihr Maximum nicht am Austrittsende der Kühlflüssigkeit wie im Fall eines gleichförmigen Flusses, sondern etwas hinter der Stabmitte. Physikalisch liegt der Grund darin, daß immer weniger Wärme erzeugt wird,

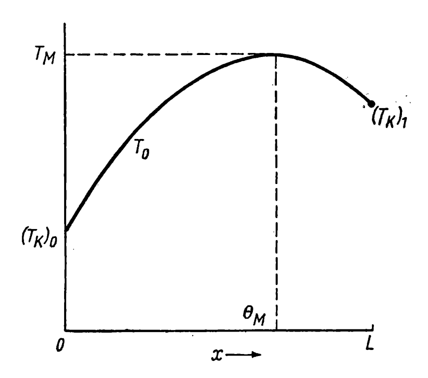


Abb. 83. Temperatur entlang der Uranstabachse

je mehr man sich vom Mittelpunkt des Stabes entfernt und die Stabtemperatur sich der des Kühlmittels annähert. Die maximal nutzbare Reaktorleistung hängt von der maximalen Stabtemperatur $(T_0)_{max}$ ab. Den Winkel θ_{max}, bei dem

T_0 sein Maximum erreicht, kann man finden, indem man T_0 nach θ differenziert. Auf diese Weise kann man eine Beziehung zwischen $(T_0)_{\max}$ und Q erhalten:

$$\frac{d T_0(\theta)}{d\theta} = \frac{Q}{2cM}\sin\theta + \frac{\pi Q}{2L} R\cos\theta = 0 \tag{12.5}$$

oder

$$\tan\theta_{\max} = -\frac{\pi c M R}{L}.$$

Aus Gl. (12.4) folgt

$$Q = \frac{(T_0)_{\max} - (T_k)_0}{\frac{1}{2cM}(1-\cos\theta_{\max}) + \frac{\pi}{2L} R\sin\theta_{\max}}. \tag{12.6}$$

Kombiniert man die beiden letzten Gl., so erhält man schließlich

$$Q = \frac{cM\,[(T_0)_{\max} - (T_k)_0]}{\frac{1-\sec\theta_{\max}}{2}}. \tag{12.7}$$

12.9 *Totale Reaktorleistung*

Im vorhergehenden Abschnitt zeigten wir, daß die maximale Stabtemperatur etwas hinter der Stabmitte in Richtung auf die Austrittsstelle des Kühlrohres liegt. Ferner wissen wir, daß der Kanal entlang der Hauptachse des Reaktors dem größten mittleren Strom ausgesetzt ist und daß deswegen von ihm die größte Wärmemenge abgeführt werden muß. Wir setzen nun das Kühlmittel, den Volumendurchfluß, die Eintrittstemperatur und die wichtigste Größe, die maximal zulässige Temperatur des Uranmetalls, fest. Die Wärmeabfuhr im Zentralkanal kann dann berechnet werden und daraus die totale Reaktorleistung. In der Praxis würde man natürlich mit der totalen Leistung beginnen und daraus rückwärts die Flüsse und Rohrdurchmesser berechnen; die Analyse wird dann jedoch mehr indirekt. Wir werden dabei die Methoden verwenden, die in Kap. X und in den unmittelbar vorhergehenden Abschnitten ausgearbeitet worden sind. Folgendes spezielle Beispiel wollen wir wählen:

Kühlmittel: Flüssiges Natrium, Eintrittstemperatur $(T_k)_0 = 120°\,C$;

Maximale Temperatur des Uranmetalls: $(T_0)_{\max} = 540°\,C$;

Strömungsgeschwindigkeit des Kühlmittels: $v = 305$ cm/sec;

Länge einer Stabreihe: $L = 260$ cm;

Ringweite: $D/2 = 0{,}59$ cm;

Querschnitt des Kühlrohres: $A = 6{,}29\ \text{cm}^2$ (Abschn. 12.3);

Staboberfläche pro cm: $S = 2\pi\left(\frac{510}{12}\right) = 267\ \text{cm}^2$;

Thermische Leitfähigkeit des Urans:

$$k_U = 7{,}85 \cdot 10^{-2} \frac{\text{cal}}{\text{sec °C cm}}.$$

Dichte und Wärmekapazität des flüssigen Natriums verändern sich mit der Temperatur in einer Weise, die noch nicht genau bekannt ist. Wir schätzen die mittlere Kühltemperatur auf 204° C ab. Vier neue Eigenschaften des Kühlmittels können wir dann tabulieren:

Dichte: $\varrho = 0{,}87 \text{ g cm}^{-3}$;
Wärmekapazität: $c = 0{,}305 \text{ cal g}^{-1} \text{ °C}^{-1}$;
Leitfähigkeit: $k_k = 0{,}170 \text{ cal sec}^{-1} \text{ °C}^{-1} \text{ cm}^{-1}$;
Massenflußrate: $M = \varrho v A = 1660 \frac{\text{g}}{\text{sec}}$.

Nun können wir die Wärmeübergangszahl h berechnen, wobei wir die Beziehung für den Kühlring aus Abschn. 10.5 benutzen:

$$N_N = 5{,}8 + 0{,}02\,(N_{Pe})^{0,8};$$

$$N_{Pe} = \frac{D v \varrho c}{k_k} = 551;$$

$$(N_{Pe})^{0,8} = 156, \quad N_N = 8{,}9;$$

$$h = \frac{k_k N_N}{D} = \frac{0{,}170 \cdot 8{,}9}{1{,}18} = 1{,}27 \frac{\text{cal}}{\text{°C sec cm}^2}.$$

Damit haben wir alle Daten, um den axialen Punkt im Uranstab zu bestimmen, an dem die Temperatur maximal wird. Nach Abschn. 12.8 wird

$$R = \frac{1}{hS} + \frac{\alpha}{4\pi k_U} = \frac{1}{1{,}27 \cdot 2{,}67} + \frac{0{,}94}{4\pi \cdot 7{,}85 \cdot 10^{-2} \cdot 30} = 3{,}42 \cdot 10^{-2}$$

$$\tan\theta_{\max} = \frac{-\pi c M R}{L} = \frac{-\pi \cdot 0{,}305 \cdot 1660 \cdot 3{,}42 \cdot 10^{-2}}{260}.$$

Die Größe $\theta_{\max}$ wird also gleich 99°. Der Punkt, an dem das Temperaturmaximum eintritt, liegt demnach $99/180 \cdot 260$ cm $= 143$ cm von der Eintrittsstelle entfernt, d. h. 13 cm hinter dem Mittelpunkt. Nun ist $\sec\theta_{\max} = -6{,}38$, und die Rate der Wärmeableitung von den axialen Stäben wird, nach Gl. (12.7),

$$Q = \frac{cM\,[(T_0)_{\max} - (T_k)_0]}{\frac{1 - \sec\theta_{\max}}{2}} = 2{,}36 \cdot 10^5\,\text{W} = 0{,}236\ \text{MW}.$$

Die bisher ausgeführten Rechnungen beziehen sich nur auf die ausnutzbare Leistung einer einzigen Stabreihe. Wir müssen nun die gesamte Reaktorwärme ermitteln unter Berücksichtigung der Flußvariation im Reaktor senkrecht

zur Richtung des Kühlflusses. In Kap. VI zeigten wir, wie sich der Neutronenfluß als Funktion des Ortes in homogenen Reaktoren ändert, nämlich wie eine modifizierte Sinuskurve für einen kugelförmigen Reaktor, wie das Produkt von Sinuskurven für einen quaderförmigen Reaktor und wie eine Sinusfunktion mal einer BESSEL-Funktion für einen kreiszylindrischen Reaktor. Die gleichen Resultate gelten auch für den effektiven Fluß im heterogenen Reaktor, wenn auch lokale Variationen im Fluß quer zu den Stäben vorhanden sind. Wir nehmen an, der Reaktor habe die Form eines Zylinders (Länge oder Höhe L, Radius R) und besitze der Einfachheit halber keinen Reflektor. Wir verlangen natürlich, daß die Abmessungen groß genug sind, um den Reaktor kritisch zu machen. Die Intensität des Neutronenflusses kann so lange gesteigert werden, bis die Stabreihe entlang der Zentralachse die Wärmemenge Q erzeugt, die wir zuvor berechnet haben. Wenn wir den mittleren Fluß entlang der Achse mit Φ_0 bezeichnen, haben die anderen Kanäle außerhalb der Achse Flußwerte, die gegeben sind durch

$$\Phi = \frac{\Phi_0 J_0 \cdot 2{,}405\, r}{R}.$$

Die Wärmemenge, die sie erzeugen, ist daher gleich

$$\Phi = \frac{Q J_0 \cdot 2{,}405\, r}{R}.$$

Die *mittlere* Leistung einer Stabreihe berechnen wir aus dem Mittelwert der BESSEL-Funktion nullter Ordnung im Reaktor, d. h.

$$\frac{\int\limits^{R} \frac{Q J_0 \cdot 2{,}405\, r}{R}\, 2\pi r\, dr}{\pi R^2} = 0{,}43\, Q.$$

Die totale Reaktorleistung ist daher das Produkt aus 0,43 Q und der Zahl N der Stabkanäle. Bei unserem Reaktor erhalten wir also

$$Q_T = 0{,}43\, Q N = 0{,}43 \cdot 0{,}236 \cdot 152 = 15{,}4\,\text{MW}.$$

Viele andere Abschätzungen der in Kap. XI beschriebenen Art ließen sich noch machen. Wir wollen uns jedoch damit begnügen, den Neutronenfluß im Mittelpunkt des Reaktors und seinen Mittelwert für den ganzen Reaktor zu finden. Die mittlere Leistungsdichte in den Stäben entlang der Zentralachse des Reaktors ist gleich Q/V, wo V das Volumen $\pi r_0{}^2 L$ ist. Die maximale Leistungsdichte wird daher gleich $(\pi/2)\ (Q/V)$; siehe Abschn. 5.2. Bei unserem Reaktor wird daraus

$$\frac{\pi \cdot 2{,}36 \cdot 10^5\,\text{W}}{2 \cdot 6{,}13\,\text{cm}^2 \cdot 261{,}4\,\text{cm}} = 231\,\frac{\text{W}}{\text{cm}^3}.$$

Da nun $\Phi = Pc/\Sigma_f$ (Abschn. 6.4), wo Σ_f für natürliches Uran gleich $N_U(\sigma_f)_U = (0{,}0473)\ (3{,}92) = 0{,}185$ ist, ist der maximale Fluß im Metall gleich

$3{,}75 \cdot 10^{13}\,\mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{sec}^{-1}$. Der Mittelwert über den ganzen Reaktor ist um den Faktor (0,43) $(2/\pi) = 0{,}27$ kleiner als dieser Wert, d. h. $\bar{\Phi} = 1{,}0 \cdot 10^{13}$.

Wir können nun rückwärts unsere Annahme über die Xenonvergiftung in Abschn. 12.4 prüfen. Im Mittelpunkt ist die Änderung von $1/f$ gleich

$$\Delta\left(\frac{1}{f}\right)_{\mathrm{Xe}} = \frac{0{,}0312}{1 + \frac{6{,}0 \cdot 10^{12}}{3{,}75 \cdot 10^{13}}} = 0{,}027\,.$$

Unsere Annahme von 0,01 (im Mittel) stellt sich also vermutlich um den Faktor 2 zu klein heraus.

Leistungsverteilung mit Reflektor. Der Einfluß eines Reflektors auf einen großen heterogenen Reaktor kann näherungsweise durch die Annahme dargestellt werden, daß der Fluß null wird in einem Abstand vom Rand des

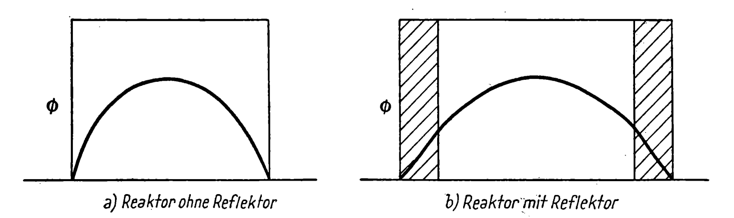


Abb. 84. Einfluß des Reflektors auf die Flußverteilung

Reaktorkerns, der gleich der Diffusionslänge L ist; siehe Abschn. 12.7. Ein Hilfssatz besagt, daß ein Reaktor mit Reflektor schon kritisch wird bei Abmessungen, die näherungsweise um die Größe L kleiner sind als die eines Reaktors ohne Reflektor. Den Flußverlauf in der aktiven Zone kann man im Falle eines kubischen oder quaderförmigen Reaktors als „abgeschnittene Sinusverteilung" bezeichnen und im Fall eines zylindrischen Reaktors in radialer Richtung als „abgeschnittene BESSEL-Funktion". Der Vorteil eines Reflektors ist offensichtlich: Der mittlere Fluß liegt näher am Maximalwert, und da dieser den „Wärmepunkt" im System festlegt, kann eine höhere Gesamtleistung pro Volumeneinheit erreicht werden. Man kann sowohl die axiale als auch die radiale Leistungsverteilung nachprüfen, einfach durch Ausdehnung der schon angegebenen Methoden auf die Änderung in der Form der Erzeugungskurve. Zwei Fälle sind von Bedeutung:

1. Reflektor nur an den Seiten
2. Reflektor an allen Oberflächen.

Der erste Fall ist anzuwenden, wenn die gewählte Methode der Be- und Entladung des Reaktors einen Reflektor an den Endflächen unpraktisch macht.

12.10 *Reaktortypen*

Der Leser wird es vielleicht instruktiv finden, die Ausführbarkeit und die charakteristischen Merkmale eines oder mehrerer der verschiedenen Reaktortypen zu prüfen, die unten aufgeführt sind. Diese Liste ist reine Erfindung, jeder Leser könnte auf Grund der angeführten Reaktorprinzipien eine ähnliche Liste aufstellen. Viele dieser Reaktoren sind vermutlich unpraktisch, andere wiederum können denen sehr ähnlich sein, die für die praktische Energiegewinnung in Betracht kommen. Der Leser kann die Untersuchung der physikalischen Anordnung, der kernphysikalischen Eigenschaften und der allgemeinen Züge der Wärmeübertragung durch Blockdiagramme, Anlageskizzen und Abschätzungen der Materialanforderungen ergänzen. Ferner kann er Bemerkungen zu Problemen machen, die weiterer Untersuchung bedürfen.

Experimentelle Reaktoren:

1. Homogen, schweres Wasser als Bremsmaterial, mit Reflektor; teilweise verarmtes Uran. Gekühlt durch D_2O, das in Röhren durch den Reaktorkern zirkuliert. *Vorschlag*: Man bestimme die niedrigste Isotopenkonzentration, bei welcher der Reaktor bei jeder Größe noch kritisch gemacht werden kann, und betrachte die Variation mit der Konzentration von D_2O und den erforderlichen Uranmengen.

2. Heterogen, natürliches Uran eingeschlossen in Behältern, welche weit oberhalb des Schmelzpunktes des Urans schmelzen, so daß keine zusätzliche Einschränkung der Urantemperatur erfolgt. Flüssiges Metall als Kühlmittel; Beryllium als Bremsmaterial. *Vorschlag*: Man untersuche die Ausdehnungseffekte, welche die Stabilität des Systems beeinflussen könnten.

Leistungsreaktoren:

3. Heterogen, zirkulierendes Spaltmaterial aus angereichertem Uran, das in einem flüssigen Metall mit niedriger Absorption gelöst ist. Mit D_2O gefüllte Rohre als Bremsmaterial. *Vorschlag*: Man betrachte die speziellen Fragen des zeitabhängigen Verhaltens des Reaktors, wenn einige verzögerte Neutronen außerhalb des Reaktorkerns emittiert werden, während das Spaltmaterial zirkuliert. Man untersuche auch das mögliche Zusammenwirken kritischer und unterkritischer Teile des Systems.

4. Heterogen, natürliches Uran, leichtes Wasser als Bremsmaterial, wobei der zentrale Teil des Reaktors teilweise oder hoch angereichertes Uran enthält. *Vorschlag*: Man untersuche den relativen Einfluß von starken Absorbern, die an verschiedene Stellen im Reaktor gebracht werden.

5. Heterogen, natürliches Uran, leichter Wasserdampf unter hohem Druck als Kühlmittel, D_2O als Bremsmaterial, Turbogenerator, der durch den Dampf angetrieben wird. *Vorschlag*: Man setze zunächst die Leistungsabgabe fest, den entsprechenden Dampfdruck und die Temperatur in der Turbine und arbeite rückwärts den Reaktorentwurf aus.

6. Heterogen, angereichertes Uran, Berylliummoderator, Quecksilber als Kühlmittel. Direkte Kopplung des Kühlmittels mit einer Turbine. *Vorschlag*: Man berechne die Quecksilbermenge, die zugelassen werden darf; sie ist wegen des hohen Wirkungsquerschnittes klein.

Brutreaktoren:

7. Heterogen, U^{235}-Stäbe, umgeben mit dünnen Schichten aus Thorium. *Vorschlag*: Man bestimme die Erzeugungsrate von U^{233} bei verschiedenen geometrischen Anordnungen.

8. Heterogen, kugelförmige Plutoniumklumpen, verarmte Urandecken, (z. B. 0,6% U^{235}), Kühlung und Bremsung durch zirkulierendes leichtes Wasser. Verwendung für eine Heißwasserbelieferung von ungefähr 90°C. *Vorschlag*: Man betrachte die Beziehung zwischen den Neutronenverlusten durch Absorption im Wasser und der Erzeugung thermischer Neutronen einerseits und den Anforderungen als Kühlmittel andererseits.

Aufgaben

12.1 Unter Verwendung der Formel für im Reaktor verteiltes „Gift" schätze man den Einfluß eines Kadmiumstabes vom Radius 1,4 cm auf den Vermehrungsfaktor ab, wenn sich der Stab entlang der Zentralachse eines kubischen Reaktors von 7 m Kantenlänge bewegt, welcher 1248 Stabkanäle enthält. *Bemerkung*: Der Fluß verändert sich als Funktion des Abstandes vom Mittelpunkt.

12.2 Man schätze den Temperaturfaktor der thermischen Ausnutzung aus der ersten Näherung für die thermische Ausnutzung

$$\frac{1}{f} = 1 + \frac{V_1}{V_U} \frac{\Sigma_1}{\Sigma_0} \cdot \frac{\Phi(r_0)}{\bar{\Phi}_0}$$

für einen heterogenen natürlichen Uran-Graphit-Reaktor mit einem Stabradius von 1,4 cm und einem Zellenradius von 11,5 cm ab. Man nehme an, daß beide Absorber einem $1/v$-Gesetz gehorchen.

12.3 Man skizziere die „abgeschnittene Sinusverteilung" des Neutronenflusses, die gegeben ist durch $\Phi = 0$ für $0 < x < a$ und $L - a < x < L$; $\Phi = \sin(\pi x/L)$ für $a < x < L - a$. Man leite für diesen Flußtyp eine zu Gl. (12.7) analoge Arbeitsformel für die maximale Wärmeleitung ab.

12.4 Man berechne den Effekt der Xe-Vergiftung, $\Delta(1/f)_{Xe}$, auf Grund der Formeln von Abschn. 12.4 und der bekannten Flußverteilung im Reaktor.

12.5 Man bestimme die mittlere Wärme, die in einem Reaktor mit einem quadratischen Querschnitt erzeugt wird, und zwar als Funktion der Wärme, die von den Stäben der Zentralachse abgeführt wird. Man berücksichtige, daß sich der Fluß sinusförmig entlang aller Achsen ändert.

12.6 Man vergleiche $\Delta(1/f)_{Fe}$ (Effekt der Rohre) mit der Änderung von $1/f$, die durch Verwendung von Aluminium der gleichen Dicke an Stelle von Eisen erreicht wird. Man wiederhole die Berechnung für Zirkonium.

12.7 Brems- und Spaltmaterial sei in genügenden Mengen vorhanden, um einen heterogenen Leistungsreaktor zu bauen. Welche Form ist auf Grund des über den Neutronenverlust, kritische Größe und Leistungsverteilung im Reaktor Gesagten zu wählen, eine zylindrische oder eine kubische? Welche anderen praktischen Erwägungen spielen bei der Entscheidung eine Rolle?

12.8 Man zeichne eine halblogarithmische Darstellung des Streuquerschnittes von Wasserstoff unter Benutzung folgender Daten:

Neutronenenergie (eV)	σ_s (barn)	Neutronenenergie σ_s	(eV) (barn)
0,025	36	10^3	20
0,1	26	10^4	20
1,0	22	10^5	13
10	20	10^6	4,5
10^2	20	$2 \cdot 10^6$	3

Man schätze ξ_{H_2O} aus den atomaren Konstanten für Wasserstoff und Sauerstoff ab unter Verwendung der mittleren Ordinate einer halblogarithmischen Darstellung für $(\sigma_s)_H$ und unter der Annahme, daß σ_s für Sauerstoff im gesamten Energiebereich den konstanten Wert 3,8 barn hat.

12.9 Wie groß ist der Fehler, den man bei Berechnung der Diffusionslänge L begeht, wenn man in Abschn. 12.7 die Näherungsformel $L^2 = L_B^2 (1 - f)$ benutzen würde?

12.10 Wie groß ist der Fehler im Vermehrungsfaktor des Reaktors, wenn das D_2O durch einen Zusatz von 0,05% leichtem Wasser verunreinigt ist? Wieviel Wasser bedeutet dies wirklich?

12.11 Man untersuche die Frage, welche zusätzliche Leistung man aus einem kubischen Reaktor erhalten kann, wenn man einen Reflektor an den Seiten anbringt. Man betrachte die beiden Effekte des Reflektors: a) Verringerung der kritischen Größe und damit der Anzahl der leistungserzeugenden Stäbe, b) „Abflachung" der Flußverteilung.

12.12 Man berechne die Änderung der Resonanzentweichwahrscheinlichkeit für den BEPO-Graphit-Reaktor von Abschn. 6.5, wenn man die Moderatortemperatur auf 260° C ansteigen läßt.

Literatur

The AEC Neutron Cross Sections Advisory Group, *Neutron Cross Sections*, AECU-2040. Washington, D. C.: Office of Technical Services, U. S. Department of Commerce, 1952.

SARGENT, B. W., D. V. BOOKER, P. E. CAVANAGH, H. G. HEREWARD und N. J. NIEMI, *The Diffusion Length of Thermal Neutrons in Heavy Water*, Can. J. Res. A 25, 143 (1947).

GLASSTONE, S., und M. C. EDLUND, *The Elements of Nuclear Reactor Theory*, New York: D. Van Nostrand Co., 1952.

GOODMAN, C., Ed., *The Science and Engineering of Nuclear Power*, Cambridge, Mass.: Addison-Wesley Press, 1949, Bd. I, II.

GUGGENHEIM, E. A., und M. H. L. PRYCE, *Uranium-Graphite Lattices*, Nucleonics, Februar 1953, S. 50.

BONILLA, C. F., *An Up-to-Date Review of the Principles of Heat Transfer, with Particular Application to Nuclear Power*, M-4476. Gibbs and Cox, Inc., 1949.

LYON, RICHARD N., Ed., *Liquid Metals Handbook*, 2. Aufl. Washington, D. C.: U. S. Government Printing Office, Juni 1952.

JAHNKE, E., und F. EMDE, *Tables of Functions with Formulae and Curves*, New York: Dover Publications, 1945.

KAPITEL XIII

STRAHLUNGSGEFÄHRDUNG

Das Problem, sich oder andere gegen die unsichtbare Gefahr der Strahlung von Kernreaktoren oder ihren Produkten zu schützen, tritt früher oder später an fast jeden heran, der auf dem Gebiet der Kerntechnik tätig ist. Die Arbeiter in einem Betrieb, in dem radioaktive Substanzen verwendet werden, der Konstrukteur für Reaktorabschirmungen und der Experimentator, der sich mit Neutronen oder Kernreaktionen beschäftigt, alle stehen vor verschiedenen Aspekten des Problems der Strahlungsgefährdung. In diesem Kapitel wollen wir einen Überblick über dieses Problem geben.

13.1 *Grundlagen*

Es gibt zwei Wege, auf denen radioaktive Stoffe auf den menschlichen Körper einwirken können: a) von außen, d. h. durch direkten Beschuß, und b) von innen, durch Einatmung, Nahrungsaufnahme oder Wunden in der Haut. In jedem Fall ist die Wirkung auf den Körper eine Zellschädigung, hervorgerufen durch die Einwirkung energiereicher Strahlen auf die Atome, aus denen das Gewebe besteht.

Wir betrachten zunächst die Prozesse, die im allgemeinen bei der Abbremsung von Teilchen eintreten, sowie deren Einwirkungen auf den menschlichen Körper.

γ-Strahlen, d. h. Photonen hoher Energie, verlieren ihre Energie auf drei verschiedene Weisen, wie bereits in Kap. I beschrieben. Im *photoelektrischen Effekt*, der bei niedrigen γ-Energien vorherrscht, werden Elektronen von den Atomen durch Lichtabsorption abgespalten. Diese Elektronen wiederum verursachen die Ionisation anderer Atome. Wenn die Energie der γ-Quanten von der Größenordnung 1 MeV wird, beginnt die *Paarerzeugung*. Für noch höhere γ-Energien wird der Überschuß über 1 MeV dem Elektron und dem Positron als *kinetische Energie* mitgeteilt.

Schnelle Neutronen werden im Körper durch die gleichen Prozesse abgestoppt wie im Bremsmaterial des Reaktors. Wasserstoff, der einen großen Teil der Atome im Körper darstellt, ist, wie bekannt, das beste Element zur Abbremsung von Neutronen im Reaktor. Vom Sicherheitsstandpunkt aus ist Wasserstoff das schlechteste oder „gefährlichste" Element insofern, als es bei einem Stoß mit einem Neutron die meiste Rückstoßenergie erhält. Das *Rückstoßproton* ist ein hoch ionisierendes Teilchen. Bei hohen Energien

findet eine relativ geringe Neutronenabsorption statt, wie aus dem $1/v$-Gesetz des Wirkungsquerschnitts ersichtlich ist. Bei der Absorption von thermischen Neutronen im Körper ist es die begleitende *γ-Strahlung*, die schädlich ist. Die Absorption in Wasserstoff gemäß $H^1(n,\gamma)D$ ergibt eine γ-Strahlung von 2,2 MeV. Deuterium ist glücklicherweise nicht radioaktiv. Was die anderen wichtigsten Elemente im Körper anbelangt, so führt die Absorption eines Neutrons in C^{12} zu dem stabilen Isotop C^{13}. Die Reaktion $N^{14}(n, p)C^{14}$ mit ihren ionisierenden Protonen überwiegt die (n, γ)-Prozesse. Sauerstoff hat einen zu vernachlässigenden Wirkungsquerschnitt. α-Teilchen und β-Teilchen sind ihrerseits wieder hoch ionisierend. Die Gefahr, welche von allen Teilchen herrührt, einschließlich der beiden oben genannten Strahlen und der γ-Strahlen, der schnellen Neutronen und der langsamen Neutronen, besteht also unter diesem Gesichtspunkt in der *sekundären Teilchenionisation*, die zur Zerstörung der lebenden Zellen führen kann.

Hygienephysiker sind Spezialisten, welche die Exponierungsdauer abschätzen, die Gefahren einer Strahlung analysieren und besondere Sicherheitsmaßnahmen ausarbeiten für das Arbeiten mit oder in der Nähe von Strahlungsquellen. Um die Ergebnisse solcher Untersuchungen und die entsprechenden Vorschriften präzise ausdrücken zu können, bedient man sich wohldefinierter Fachausdrücke. Die Definition einiger dieser Ausdrücke, die für die Anwendung auf das Strahlungsschutzproblem wesentlich sind, werden wir unter einem gewissen Verzicht auf Genauigkeit im folgenden anführen.

Als man begann, die Röntgenstrahlen im breiten Umfange anzuwenden, legte man ein Maß für die absorbierte Röntgenenergie fest, das *Röntgen* (r). Es stellt diejenige Menge an Röntgenstrahlung dar, die durch Ionisation der Luft eine Ladung von 1 Coulomb pro Kubikzentimeter Luft erzeugt.[1]) Nach einer anderen Definition, die für verschiedene Zwecke geeignet ist, ist ein Röntgen diejenige Strahlungsdosis, welche in einem Gramm Luft 83 erg Energie freisetzt. Die Äquivalenz der beiden Definitionen kann leicht demonstriert werden unter Benutzung der Tatsache, daß die zur Erzeugung eines Ionenpaares in Luft erforderliche Energie etwa 32,5 eV beträgt.

Die Messung der Strahlungsdosis kann unter Verwendung einer Ionisationskammer durchgeführt werden, die im wesentlichen aus einem geladenen Plattenkondensator besteht. In dem Gas werden durch einen Röntgen- oder γ-Strahl zwischen den beiden Platten Ionen gebildet, abgesaugt und als Strom beobachtet. Die beobachteten Ströme werden in Röntgen umgerechnet.

13.2 *Maximal zulässige äußere Dosis*

Für eine Reihe von Jahren (nach 1936) wurde die Strahlungsmenge, von der man glaubte, sie würde zu keiner dauernden Schädigung des Körpers führen, zu 0,1 r pro Tag angenommen, und die Schutzmaßnahmen des Atomenergieprojekts gründeten sich auf diese Zahl. Später (1949) wurde die maximal

[1]) In einer freien Luftkammer bei Normalwerten von Temperatur und Druck, wobei die gesamte Ionisation durch Sekundärelektronen eingeschlossen ist.

zulässige Dosis (m. p. d.)[1]) durch internationale Übereinkunft auf 0,3 r pro *Woche* herabgesetzt. Um sich eine Vorstellung von dieser Strahlungsmenge zu verschaffen, kann man folgende Beispiele benutzen: Ein diagnostischer Röntgenstrahl kann etwa 1 r enthalten; eine Dosis von 25 r wird für gewöhnlich bei der Behandlung lokaler Geschwulste im Körper benutzt. Die letale Dosis beträgt ungefähr 450 r.[2])

Die oben angegebene Definition des Röntgens beruht auf der Ionisierung der Luft. Luft besitzt jedoch nicht die gleichen Absorptionseigenschaften wie das körperliche Gewebe. Die gleiche Strahlungsmenge, die 83 erg in einem Gramm Luft freisetzt, ergibt ungefähr 93 erg in einem Gramm Gewebe. Bei der Berechnung des zulässigen Strahlungsflusses ist daher der größere Wert zu verwenden. Der dabei oft benutzte Ausdruck „Toleranz" ist irreführend, da alle Anstrengungen gemacht werden, um das Strahlungsniveau auf null zu halten, und nicht, einen bestimmten Betrag zu tolerieren.

Eine Person, welche radioaktive Substanzen untersucht oder in der Nähe eines Reaktors arbeitet, kann zwei Methoden anwenden, um sich zu vergewissern, daß die maximale Dosis nicht überschritten wird. Die erste und zuverlässigste Methode besteht in der Verwendung eines in Röntgen geeichten Detektors zur Überprüfung des ganzen Bereichs. Die zweite, die nur bei Kenntnis der Aktivität und Art der Strahlung zu verwenden ist, besteht darin, daß man aus dem vorhandenen Strahlungsfluß die Dosis berechnet oder aus der erlaubten Dosis den zulässigen Strahlungsfluß. Solche Untersuchungen sind von großer Bedeutung beim Entwurf von Abschirmungen und bei der Einrichtung von sicheren Arbeitsräumen. Wir wollen diese Methode veranschaulichen, indem wir den Fluß von γ-Quanten von je 1 MeV abschätzen, der im Mittel zur m. p. d. im Körpergewebe führt. Wir stellen uns einen Kubikzentimeter Gewebe vor, das auf einer Seite durch einen Fluß Φ (cm^{-2} sec^{-1}) von γ-Strahlen bestrahlt wird. Die Anzahl von γ-Quanten, die in der Dicke Δx absorbiert werden, ist

$$|\Delta\Phi| = \mu\Phi\Delta x.$$

Dies kann man ableiten, indem man das exponentielle Schwächungsgesetz

$$\Phi = \Phi_0 e^{-\mu x}$$

differenziert; μ ist der Absorptionskoeffizient für die Strahlen. Wenn jedes γ-Quant die Energie ε besitzt und die Dicke gleich 1 cm ist, beträgt die Absorptionsrate der Energie im Kubikzentimeter

$$E\left(\frac{\text{MeV}}{\text{cm}^3\,\text{sec}}\right) = \varepsilon\,(\text{MeV})\,\mu(\text{cm}^{-1})\,\Phi(\text{cm}^{-2}\,\text{sec}^{-1}).$$

---

[1]) m. p. d. = maximum permitted dosis.

[2]) Dies ist eine etwas laxe Ausdrucksweise. Die Hälfte der Individuen, welche einer Dosis von 450 r ausgesetzt werden, sterben. Diese Dosis nennt man „LD-50", d. h. letale Dosis mit einer Sterblichkeit von 50 %.

Der numerische Wert der m. p. d. der Energie E_m hängt von den benutzten Einheiten und der Exponierungsdauer ab. Wenn die Woche aus fünf Arbeitstagen besteht und eine konstante Bestrahlung von 24 Stunden pro Tag angenommen wird, ist die maximale Energie gleich

$$E_m = \frac{(0{,}3\,\mathrm{r/Woche})\ (93\ \mathrm{erg/g}\cdot\mathrm{r})}{(5\ \mathrm{Tage/Woche})\ (8{,}64\cdot 10^4\ \mathrm{sec/Tag})\ (1{,}6\cdot 10^{-6}\ \mathrm{erg/MeV})} = 40{,}4\ \mathrm{MeV/g\ sec}.$$

Als Absorptionskoeffizienten μ wählt man das totale μ_t, abzüglich des Effekts infolge Comptonstreuung (σ_s), bei dem die γ-Strahlen mit vernachlässigbarem Energieverlust gestreut werden. Abb. 85 zeigt μ_t/ϱ und $(\mu_i - \sigma_s)/\varrho$

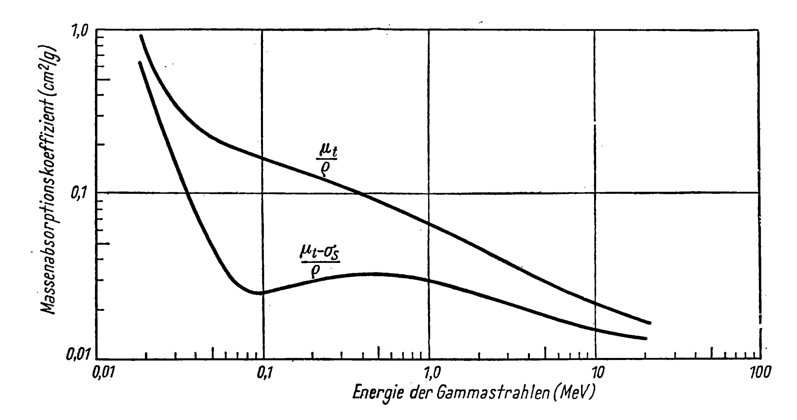


Abb. 85. Absorptionskoeffizient des Gewebes für γ-Strahlen

als Funktion der γ-Energie, wo ϱ die Dichte des Gewebes ist, die im Durchschnitt rund 1,0 g/cm³ beträgt. Aus der Darstellung finden wir $\mu = 0{,}03\ \mathrm{cm}^{-1}$. Setzen wir E und E_m gleich, so erhalten wir

$$\Phi = \frac{40{,}4\ \mathrm{MeV/cm^3\,sec}}{1\ \mathrm{MeV}\cdot 0{,}03\ \mathrm{cm}^{-1}} \simeq \frac{1350}{\mathrm{cm^2\,sec}}.$$

Dies entspricht recht gut dem Standardwert von 1300 1-MeV-Gammas/cm² sec, der im Oak Ridge National Laboratory benutzt wird. Es ist nicht notwendig, solche Zahlen mit einem hohen Genauigkeitsgrad zu berechnen, da man ja nicht darauf aus ist, das betreffende Toleranzniveau zu erreichen. Im vorliegenden Fall wurde eine Exponierungsdauer von 24 Stunden angenommen. Hätten wir einen normalen Arbeitstag von 8 Stunden zugrunde gelegt, so hätte sich ein dreimal so großer — und daher weniger „sicherer" — Flußwert ergeben.

Tabelle 23

Relative biologische Wirkung von Strahlungsarten

Strahlung	RBE	Strahlung	RBE
Röntgen- oder γ-Strahlen	1	schnelle Neutronen (2 MeV)	10
β-Strahlen	1	Protonen	10
Thermische Neutronen (0,025 eV)	5	α-Strahlen	20

Bisher haben wir uns nur mit der äußeren Einwirkung von γ-Strahlen beschäftigt. Für andere radioaktive Strahlen (α- und β-Teilchen, Neutronen und Protonen) tritt an die Stelle des Röntgens das sogenannte *physikalische Röntgenäquivalent* (rep), definiert als diejenige Strahlungsmenge, die eine Energie von 93 erg im Gewebe freisetzt. Auf den ersten Blick sieht es so aus, als ob dies fast das gleiche sei wie ein Röntgen. Es bestehen jedoch zwei Unterschiede: a) die Definition gründet sich auf die Absorption im *Gewebe* und nicht in Luft, mit einem um 11% höheren numerischen Wert, und b) die Definition ist auch auf alle anderen Teilchen und nicht nur auf Röntgen- und γ-Strahlen anwendbar. Eine typische Anwendung ist folgender Satz: „Eine Exponierung von fünf Minuten gegenüber einem Strahl thermischer Neutronen aus der thermischen Säule dieses Reaktors führt zu einer Dosis für den gesamten Körper von 4 rep." Dies bedeutet, daß in jedem Kubikzentimeter Gewebe, das dem Strahl ausgesetzt ist, 4×93 erg Energie freigesetzt werden. Die Dosisrate kann aus der rep-Zahl und der Exponierungsdauer abgeleitet werden. Bei unserem Beispiel beträgt die Rate 0,8 rep/min oder 48 rep/Std.

Man hat gefunden, daß die *Energiefreisetzung* nicht das beste Kriterium bei der Bestimmung der m. p. d. für andere Teilchen als γ-Strahlen ist. Die Untersuchung des Wechselwirkungsmechanismus der verschiedenen Teilchen mit lebenden Zellen ist noch nicht abgeschlossen, aber es ist bekannt, daß jede Teilchenart ihre besondere „relative biologische Wirkung" (RBE) bei der Zerstörung von Zellen besitzt. So ist z. B. eine Dosis von α-Teilchen ungefähr 20mal gefährlicher als die gleiche Dosis γ-Strahlen. Der Wert der RBE ist ungefähr proportional zur Quadratwurzel aus der spezifischen Ionisation der jeweiligen Strahlung. Eine rohe Nachprüfung dieser Daten ist gegeben durch die Ionisation pro Kubikzentimeter in Luft: α-Strahlen 20000; β-Strahlen 50. Tab. 23 stellt die bekannten Tatsachen über die RBE zusammen unter Benutzung einer Skala, in der die RBE von γ-Strahlen gleich 1 gesetzt ist. Wenn wir annehmen, daß 0,3 r pro Woche die obere Grenzdosis von γ-Strahlen ist, müssen wir entsprechend die Toleranzen für andere Teilchen *verkleinern*. Wir können also eine neue Liste der m.p.d.-Werte anfertigen, wie in Tab. 24 geschehen ist. Jeder dieser m.p.d.-Werte entspricht einem Standardwert von 0,3 rem/Woche, wo rem das Röntgenäquivalent für den Menschen bedeutet. Damit wird rep = rem/RBE. Die Näherungswerte für den Fluß, welcher die m.p.d. ergibt, wenn man die

Tabelle 24

Maximal zulässige Strahlungsdosen

Strahlung	Maximal zulässige Dosis (rep/Woche)	Äquivalenter Fluß (cm² sec)
Röntgen- oder γ-Strahlen	0,3	1300 (1 MeV)
β-Strahlen	0,3	32 (1 MeV)
thermische Neutronen	0,06	600 (0,025 eV)
schnelle Neutronen	0,03	22 (2 MeV)
Protonen	0,03	
α-Teilchen	0,015	0,0016 (5 MeV)

Exponierung auf fünf 24-Stunden-Tage pro Woche gründet, sind in dieser Tabelle der Bequemlichkeit halber ebenfalls angegeben.

13.3 *Innere Exponierung*

Die äußere Schicht der Haut dient in gewisser Weise als Schutz für den Körper gegen Beschuß durch α- oder β-Teilchen, da diese nur ein geringes Durchdringungsvermögen besitzen. Wenn radioaktive Substanzen, die diese Teilchen emittieren, in den Körper eindringen, ist die Schädigung sehr viel größer. Außerdem spielt dann der Zeitfaktor eine Rolle. Wenn nämlich das Material ständig, aber in nur kleinen Mengen aufgenommen wird, vermag der Körper die zerstörten Zellen noch schnell genug zu ersetzen, so daß es zu keiner Schädigung der Gesundheit kommt. Eine einzige große Dosis kann die Funktion des zellbildenden Gewebes zerstören.

Außer dem Zeitfaktor sind die folgenden Faktoren zu berücksichtigen: *Chemische Natur des radioaktiven Materials.* Diese ist deshalb von Bedeutung, weil sie die Ausscheiderate aus dem Körper bestimmt. Man kann die Substanzen in folgender Weise klassifizieren: a) chemisch träge Substanzen, wie die „Edelgase" Argon, Xenon, Krypton. Diese Gase können eingeatmet werden, bleiben für eine kurze Zeit in der Lunge und werden vielleicht an den Blutkreislauf abgegeben, bilden jedoch niemals Verbindungen, die ein Teil des Körpers werden. Wenn alle anderen Faktoren einschließlich der Halbwertzeit gleich wären, wären diese Gase noch am ungefährlichsten. b) Stoffe, die zum normalen Stoffwechsel gehören. Wasser und Elemente wie Natrium und Chlor, welche Salze bilden, haben einen schnellen Umsatz und bleiben daher nicht allzu lange im Körper. c) Stoffe, die eine besondere Affinität für einige lebenswichtige Organe des Körpers besitzen, wie etwa Jod, das sich in der Schilddrüse konzentriert. Strontium, Kalzium und Plutonium setzen sich in den Knochengeweben fest und zerstören das Mark, welches die Blutzellen herstellt. Eine geeignete Charakterisierung der Verweilzeit, während der die Substanzen im Körper bleiben, ist die „*biologische Halbwertzeit*", die in genauer Analogie zur radioaktiven Halbwertzeit definiert ist.

Größe der Teilchen. Man fand, daß Teilchen mit einer Größe über 10 μ selten weiter als in den Nasengang einzudringen vermögen, der die Lungen und die Organe, die von dem Blutstrom durch die Lunge gespeist werden,

Tabelle 25

Maximal zulässige Strahlung von radioaktiven Isotopen[1])

Element	Halbwertzeit	Strahlung (Typ, Energie in MeV)	Maximale im Körper festgehaltene Menge (μC)	Maximal zulässige Konzentration in Luft (μC/l)	Maximal zulässiger Gehalt im Trinkwasser	Bemerkungen
Ra^{226}	1620 Jahre	α, 4,8	0,1	$8 \cdot 10^{-9}$	$4 \cdot 10^{-5}$	Fast permanente Speicherung. Anämie, Knochenschäden
Pu^{239}	$2{,}4 \cdot 10^{4}$ Jahre	α, 5,2	0,04	$2 \cdot 10^{-9}$	$1{,}5 \cdot 10^{-3}$	Fast permanente Speicherung
Sr^{89}	53 Tage	β, 1,5	2,0	...	...	
Sr^{90}	25 Jahre	β, 0,54	1,0	$2 \cdot 10^{-7}$	$8 \cdot 10^{-4}$	Intermediäre Halbwertzeit
Po^{210}	138 Tage	α, 5,3	0,005	...	...	
H^{3}	12,5 Jahre	β, 0,019	10	0,05	0,4	Schnelle Umsetzung wie Wasser
$C^{14}(CO_2)$	5720 Jahre	β, 0,155	...	$1 \cdot 10^{-3}$		β-Strahlen geringer Energie
Na^{24}	14,9 Std.	β, 1,4 γ, 2,8, 1,4	15	 ...	8	Schnelle Umsetzung wie Salz
P^{32}	14,3 Tage	β, 1,7	10	...	0,2	
Co^{60}	5,2 Jahre	γ, 1,2, 1,3	1,0	$7 \cdot 10^{-6}$	0,01	
J^{131}	8,0 Tage	β, 0,60 γ, 0,36	0,3	$3 \cdot 10^{-6}$	0,03	Konzentrierung in der Schilddrüse
A^{41}	1,8 Std.	β, 1,25 γ, 1,3	...	$1 \cdot 10^{-3}$		
Xe^{133}	5,3 Tage	β, 0,32 γ, 0,085	...	0,01		
Xe^{135}	9,2 Std.	β, 0,9 γ, 0,25	...	$3 \cdot 10^{-3}$		
U^{238}	$4{,}5 \cdot 10^{9}$ Jahre	α, 4,2	...	$1{,}7 \cdot 10^{-8}$ (natürl. U)		Schädigung durch natürliches U ist in der Hauptsache chemisch. Angereichertes U hat eine höhere γ-Aktivität. Konzentrationen von U^{234} oberhalb der natürlichen (0,0058 %) sind gefährlich
U^{235}	$8{,}8 \cdot 10^{8}$ Jahre	α, 4,4 γ, 0,16	...	...		
U^{234}	$2{,}7 \cdot 10^{5}$ Jahre	α, 4,8	...			

[1]) Zugrunde gelegt sind die Empfehlungen der internationalen Kommission für Strahlungsschutz, 1950.

schützt. Fremdkörper, die aus einem nur wenig löslichen Material bestehen, können oral aufgenommen und ohne dauernde Schädigung wieder ausgeschieden werden.

Radioaktive Halbwertzeit, Energie und Typ der Strahlung. Elemente, die schnell zerfallen (Halbwertzeiten von der Größenordnung von Minuten oder Stunden) geben einen anfänglichen Strahlungsausbruch, verschwinden jedoch schnell, oft bevor sie in einem lebenswichtigen Organ abgesetzt worden sind. Andere wieder, welche eine sehr lange Halbwertzeit besitzen, rufen wegen ihrer geringen Aktivität nur einen kleinen Schaden hervor. Jedoch gegen Substanzen mit „intermediären Halbwertzeiten" von der Größenordnung einiger Jahre muß man sich besonders schützen, denn sie bestrahlen die Zellen des Körpers mit einer fast konstanten Intensität während der ganzen Lebensdauer des Individuums.

Die Strahlungsempfindlichkeit des Gewebes. Einer der wichtigsten Faktoren ist die Empfindlichkeit eines Organs gegen Strahlungsschädigung. So werden z. B. Blut und blutbildende Zellen mehr geschädigt als Nervenzellen.

Tab. 25 stellt die einzelnen Isotope und die maximal zulässigen Mengen zusammen, die im Körper vorhanden sein dürfen, wenn möglich auch mit Angabe der Gründe für die angegebenen Maximalwerte. Die Angaben beziehen sich auf das Personal einer Reaktoranlage und können um einen Faktor von wenigstens 1/10 für die allgemeine Bevölkerung herabgesetzt werden.

13.4 *Berechnung der maximal zulässigen Konzentration*

Radioaktive Stoffe können in den Körper eindringen und dort auf verschiedene Art und Weise festgehalten werden. Die beiden wichtigsten Arten, die auch am häufigsten untersucht wurden, sind: Einatmen verunreinigter Luft, etwa in einem radioaktiven Labor, und Trinken verunreinigten Wassers.

Um die Untersuchungsmethoden zu erläutern, wollen wir die maximal zulässige Konzentration, abgekürzt m. p. c., für die beiden Isotope Ar^{41} und Sr^{89} berechnen, die erste bei Luftverunreinigung, die zweite bei einer Aktivität des Trinkwassers. Diese Abschätzungen beruhen auf der Kenntnis der Halbwertzeit, der chemischen Affinität für bestimmte Organe des Körpers, der Art und der Energie der Strahlung.

Das radioaktive Isotop A^{41} wird durch Neutronenabsorption in einem luftgekühlten Reaktor vom Oak-Ridge-Typ oder vom britischen Typ gebildet. Der A^{40}-Gehalt der Luft ist klein, 0,94 %, und die Luft selbst ist sehr dünn; aber bei einem hohen thermischen Fluß ist die erzeugte Aktivität merklich. Eine spezielle Ventilationsanlage, hohe Abzugsschornsteine und Warnanlagen müssen daher vorgesehen sein. Wir wollen einen allgemeinen Ausdruck finden für diejenige Konzentration solcher Isotope in der Luft, bei der die Gefährdung des Körpers beginnt. Die Lungen werden mit Sicherheit der Strahlung direkt ausgesetzt. Wir wollen die anderen Effekte wie Blutschädigungen vernachlässigen wegen der Unsicherheit ihrer Abschätzung. In einer großen „Wolke" verseuchter Luft wird die Rate, mit der β- und γ-Strahlen von den Isotopen in der Volumeneinheit emittiert werden, fast gleich der Absorptionsrate

sein. (Mit *groß* ist gemeint: sehr viel größer als die Reichweite der Teilchen.) Die unbekannte maximal zulässige Luftaktivität sei A_m(Zerfallsakte/ sec cm³)· Die Energiefreisetzung beträgt dann $A_m E$, wo E die gesamte Zerfallsenergie in MeV ist. Dies ist jedoch gleich der Absorptionsrate der Energie, die in Röntgen umgewandelt werden kann, da 1 r 83 erg/g entspricht:

$$1\,\mathrm{r} = \frac{(83\ \mathrm{erg/g})\ (0{,}001293\ \mathrm{g/cm^3})}{1{,}6 \cdot 10^{-6}\ \mathrm{erg/MeV}} = 6{,}7 \cdot 10^{4}\ \mathrm{MeV/cm^3}.$$

Wir nehmen an, daß das Lebewesen die Luft ununterbrochen einatmet. Seine Lungen sind daher der Strahlung die vollen 168 Stunden der Woche ausgesetzt. Ferner wollen wir beibehalten, daß die Dosisrate nicht größer als 0,3 r pro Woche werden darf, oder

$$\begin{aligned}\frac{0{,}3}{168 \cdot 3600} &= 5{,}0 \cdot 10^{-7}\ \mathrm{r/sec}\\ &= 5{,}0 \cdot 10^{-7} \cdot 6{,}7 \cdot 10^{4}\\ &= 0{,}034\ \mathrm{MeV/sec\ cm^3}.\end{aligned}$$

Setzen wir die Energiefreisetzung gleich der Toleranzdosis, so erhalten wir

$$A_m E = 0{,}034, \quad A_m = \frac{0{,}034}{E\ \mathrm{Zerfallsakte/sec\ cm^3}}$$

und unsere allgemeine Beziehung lautet

$$A_m = \frac{0{,}92 \cdot 10^{-6}}{E} \cdot \frac{\mu\mathrm{C}}{\mathrm{cm^3}}.$$

Nun wollen wir diese Formel auf A^{41} anwenden, das β-Teilchen mit einer maximalen Energie von 1,25 MeV und γ-Quanten mit 1,3 MeV emittiert. Die mittlere Energie des β-Teilchens beträgt $^1/_3$ der maximalen, so daß die gesamte β- plus γ-Energiefreisetzung gleich $0{,}42 + 1{,}3 = 1{,}72$ MeV wird. Daraus ergibt sich

$$A_m = \frac{0{,}92 \cdot 10^{-6}}{1{,}72} = 5{,}3 \cdot 10^{-7}\,\mu\mathrm{C/cm^3}.$$

Dies stellt ungefähr die Hälfte des in Tab. 25 angeführten Wertes von $1 \cdot 10^{-3}\,\mu$C/l dar. Es muß jedoch bemerkt werden, daß das Personal der Anlage vermutlich nicht 168 Stunden pro Woche der Strahlung ausgesetzt ist. Wenn wir eine 40-Stunden-Woche annehmen, kann diese m. p. c. um den Faktor $168/40 = 4{,}2$ vergrößert werden.

Die obige Formel, die A_m, ausgedrückt in Zerfallsakte/sec cm³, als Funktion von E angibt, ist besonders zur Abschätzung der Empfindlichkeit von Detektoren bequem, die man zum Erkennen einer Überschußkonzentration braucht. Die Anzahl der pro Sekunde und Volumeneinheit Luft stattfindenden Zerfalls-

prozesse, welche die m. p. c. von Argon enthält, ist gleich 0,034/1,72 = 0,020. Die Zählrate pro Volumeneinheit des Detektors beträgt ungefähr 1,2 pro Minute. Es ist daher eine sehr große Kammer erforderlich.

Die maximal zulässige Konzentration einer radioaktiven Substanz ist extrem gering für ein Element, das in einem bestimmten Organ gespeichert wird. Wir werden dieses Problem von einem allgemeinen Gesichtspunkt aus untersuchen und es dann auf ein Beispiel anwenden. Stellen wir uns vor, ein Individuum habe während einer so langen Zeit radioaktiv verseuchtes Wasser getrunken, daß sich das betreffende Element bis zur Gleichgewichtskonzentration in dem betreffenden Organ aufgebaut hat. N_w sei die Anzahl der aktiven Kerne pro Kubikzentimeter Wasser, V das Volumen der täglichen Wasseraufnahme und f der Bruchteil, der im Körper zurückgehalten wird. Die Ablagerungsrate des aktiven Elements ist dann gleich $N_w V f$. N sei nun die Anzahl der Kerne in dem Organ, λ die radioaktive Zerfallskonstante und λ_B die „biologische Zerfallskonstante", d. h. der Bruchteil, der pro Zeiteinheit wieder aus dem Körper entfernt wird. Die gesamte Verlustrate beträgt daher $N\lambda + N\lambda_B$. Gleichgewicht bedeutet, daß sich Gewinn- und Verlustrate das Gleichgewicht halten:

$$N_w V f = N(\lambda + \lambda_B).$$

Wenn die Ablagerung gleichförmig in einem Organ vom Gewicht W verteilt ist und die Reichweite der Teilchen klein ist, ist die Rate der Energieabsorption der Emanation gleich $N\lambda E/W$, wo E die Energie in MeV ist. Die Energieabsorption für die Toleranzdosis ist jedoch gleich 0,3 r/168 Std. pro Woche oder gleich $5{,}0 \cdot 10^{-7}$ r/sec (für das A^{41}-Problem). Dann ist im Gewebe

$$1\,\mathrm{r} = 93\,\mathrm{erg/g} = 5{,}8 \cdot 10^7\,\mathrm{MeV/g}.$$

Die Toleranzenergieabsorption hat dann einen Betrag von

$$5{,}0 \cdot 10^{-7} \cdot 5{,}8 \cdot 10^7 = 29\,\mathrm{MeV/sec\,g}.$$

Setzen wir diese Raten der Energieabsorption gleich, so erhalten wir

$$\frac{N\lambda E}{W} = 29.$$

Einsetzen in die Gleichgewichtsbedingung ergibt

$$N_w = \frac{29\,W}{\lambda E} \cdot \frac{\lambda + \lambda_B}{V f}\ \mathrm{Atome/cm^3}.$$

Dieses Ergebnis können wir benutzen, um die m. p. c. in Wasser für S^{89} (Halbwertzeit 53 Tage, 1,5 MeV β-Emission, Affinität für das Knochengewebe) zu erhalten. Die Wasseraufnahme eines „Normalmenschen" wählen wir zu 2200 cm³/Tag. Wir nehmen an, die Knochen haben ein Gewicht von 7000 g, die biologische Halbwertzeit sei 250 Tage und 40 % des aufgenommenen

S^{89} werden in den Knochen abgelagert. Dann werden $\lambda_B = 0{,}0027$ Tag^{-1}, $\lambda = 0{,}0131$ Tag^{-1} und $E = \frac{1}{3} \cdot 1{,}5$. Damit wird

$$A_w = \frac{7{,}8 \cdot 10^{-4} \cdot 7000 \cdot 0{,}0158}{0{,}5 \cdot 2200 \cdot 0{,}4} = 2{,}0 \cdot 10^{-4} \mu\,\mathrm{C/cm^3}.$$

Wenn für die Konsumtion des verseuchten Wassers nur 40 Stunden pro Woche in Frage kommen wie im Fall des Personals einer Reaktoranlage, kann diese m. p. c. um den Faktor 4,2, also auf $8{,}4 \cdot 10^{-4}$ μC/cm^3, heraufgesetzt werden. Diese Rechenmethode kann ebensogut auch auf die Aufnahme radioaktiver Isotope durch Einatmen oder durch die Nahrung angewandt werden.

13.5 *Radioaktivität des Reaktors*

Ein ähnliches Verfahren wie das zur Bestimmung der m. p. c. von A^{41} kann auch zur Berechnung des sicheren Abstandes von einem Reaktor dienen, wenn dieser plötzlich alle seine angesammelten Spaltprodukte freisetzen

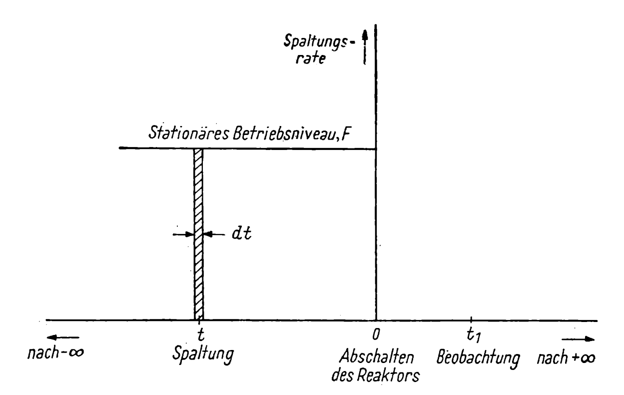


Abb. 86. Zeitskala zur Berechnung der Zerfallsaktivität der Spaltprodukte

sollte. Eine solche Katastrophe kann man sich schwer vorstellen, aber die Vorhersagen, die sich auf ihr Eintreten gründen, sind mit entscheidend dafür, wo ein Reaktor aufgestellt werden soll. Die Elemente, die Spaltprodukte darstellen, erstrecken sich über einen so großen Bereich des Periodischen Systems, daß es sehr mühsam wäre, ihre Zusammensetzung bei der Bildung im Reaktor und beim Zerfall nach der Erzeugung zu untersuchen. In der Praxis macht man daher Gebrauch von der theoretischen Beziehung für die Anzahl und die Energie der Strahlungen von Spaltprodukten, die von WAY und WIGNER angegeben wurde, oder von experimentellen

Messungen, die auf der Absorption beruhen. Diese groben Regeln besagen, daß

$$\gamma\,\text{MeV/sec Spaltung} = 1{,}26\,t^{-1,2},$$

$$(\beta + \gamma)\,\text{MeV/sec Spaltung} = 2{,}66\,t^{-1,2},$$

wo t in sec zu zählen ist und die Formeln eine gute Näherung darstellen für das Zeitintervall 10 sec bis 100 Tage nach der Spaltung. Die angehäufte Aktivität kann daraus abgeleitet werden.

Wir betrachten einen Reaktor, der lange Zeit in Betrieb war, effektiv unendlich lange im Vergleich zu den mittleren Lebensdauern der Spaltprodukte. Für die gesamte Zeit bis zu $t = 0$ (Abb. 86) hat die Spaltungsrate den konstanten Wert von F Spaltungen/sec. In einem infinitesimalen Zeitintervall dt zur Zeit $t < 0$ ist die Zahl der Spaltungen gleich $F\,dt$. Wir nehmen nun an, zur Zeit $t = 0$ werde der Reaktor gestoppt und alle Spaltprodukte werden freigesetzt. Zu einem etwas späteren Zeitpunkt t_1 beobachten wir die Energiefreisetzung derjenigen Isotope, die zu dem früheren Zeitpunkt t erzeugt worden sind. Die *verstrichene* Zeit ist dann gleich $t_1 - t$ und ihr infinitesimaler Beitrag zur β- und γ-Energie ist gleich

$$dE = 2{,}66\,(t_1 - t)^{-1,2} F\,dt.$$

Um die Gesamtenergie zu erhalten, müssen wir von $t = -\infty$ bis 0 integrieren. Das Ergebnis ist

$$E = 2{,}66 F \int_{-\infty}^{0} (t_1 - t)^{-1,2}\,dt = -2{,}66 F \left.\frac{(t_1 - t)^{-0,2}}{-0{,}2}\right]_{-\infty}^{0}$$

oder

$$E = \frac{13{,}3 F}{t_1^{0,2}}\ \text{MeV/sec}.$$

Als spezielle Anwendung dieser Beziehung wollen wir die Exponierung eines Individuums bestimmen, das sich in einer Entfernung von einem Kilometer von einem Reaktor befindet, der auf einem Leistungsniveau von 1 MW arbeitet und plötzlich eine kugelförmige Wolke von 30 m Radius freisetzt, welche seine gesamte Radioaktivität enthält. Wir stellen uns vor, die Wolke wird ungestört durch den Wind mit einer Geschwindigkeit von 5 km/Std. abgetrieben. Die Spaltungsrate F vor diesem Ereignis war

$$(10^6\,\text{W})\ (3 \cdot 10^{10}\ \text{Spaltungen/Ws}) = 3 \cdot 10^{16}\ \text{Spaltungen/sec}.$$

Die Zeit, welche die Wolke zum Zurücklegen der Entfernung braucht, beträgt ein Fünftel einer Stunde, das sind 720 sec. Daher wird

$$E = \frac{13{,}3 \cdot 3 \cdot 10^{16}}{720^{0,2}} = 1{,}07 \cdot 10^{17}\ \text{MeV/sec}.$$

Diese Leistung ist in der ganzen Kugel verteilt, deren Volumen wir leicht zu $1{,}19 \cdot 10^{11}$ cm³ berechnen. Die Leistungsdichte wird daher gleich $9{,}0 \cdot 10^5$ MeV/sec cm³. Da $1\,r = 6{,}7 \cdot 10^4$ MeV/cm³ ist, wird die Strahlungsdosis in der Wolke gleich 13 r/sec. Wenn die Wolke nun gestoppt wird, ist die tägliche Exponierung extrem; wenn sich die Wolke dagegen mit der gleichen Geschwindigkeit von 5 km/Std. weiter bewegt, braucht die Wolke zum Vorüberziehen etwa 27 sec, was zu einer Exponierung von ungefähr 350 r führt. Dies ist ungefähr drei Viertel der LD-50. Es ist klar, daß viele mehr oder minder willkürliche Annahmen gemacht werden müssen, um die erforderliche „Sicherheitszone" rund um einen Reaktor abzuschätzen.

Aufgaben

13.1 Man zeige, daß die beiden Definitionen des Röntgens (Abschn. 13.1) äquivalent sind. *Bemerkung*: elektrische Ladung gleich $4{,}8 \cdot 10^{-10}$ Coulomb; Dichte der Luft gleich $1{,}29 \cdot 10^{-3}$ g/cm³.

13.2 Man schätze den maximal zulässigen γ-Fluß ab, wenn die Energie je γ-Quant 2 MeV beträgt.

13.3 Man zeichne die Kurve des Toleranz-γ-Flusses als Funktion der Photonenenergie im Bereich von 50 kV bis 5 MeV.

13.4 Wie lange kann ein Experimentator 15 cm entfernt von einer Quelle von einem Millicurie Co^{60} stehen, bevor er die Toleranzdosis aufgenommen hat?

13.5 Man bestimme die m. p. c. von J^{131} bei einem kontinuierlichen Verbrauch an Trinkwasser unter der Annahme einer biologischen Halbwertzeit von einem Monat und einem Gewicht der Schilddrüse von 20 g.

13.6 Man berechne die Toleranzdosis von Pu^{239} für den menschlichen Körper. (Energie der α-Teilchen: 5 MeV; Halbwertzeit $2{,}4 \cdot 10^4$ Jahre.)

13.7 Ein 100-MW-Reaktor werde nach eintägigem Betrieb stillgelegt. Man schätze die Wärmeleistung der Spaltprodukte nach einer Wartezeit von 1 Stunde ab.

13.8 Ein Reaktor werde nur 24 Stunden lang betrieben. Wie groß ist der Fehler, den man unter der Annahme, er sei eine unendlich lange Zeit betrieben worden, bei der Abschätzung der Energiefreisetzung 10 Stunden nach dem Abschalten macht?

Literatur

LAPP, R. E., und H. L. ANDREWS, *Nuclear Radiation Physics*, 2. Ausg. New York: Prentice-Hall Inc., 1954, Kap. 16, 17.

SNYDER, W. S., und J. L. POWELL, *Absorption of Gamma Rays*, AECD-2739. 25. November 1949.

Lecture Notes: *Health Physics Training Lectures. 1948—1949*, AECU-817. Health Physics Division, Oak Ridge National Laboratory, 29. September 1950.

LANSING, N. F., Ed., *The Role of Engineering in Nuclear Energy Development*, TID-5031. Dezember 1951. Abschn. von K. Z. MORGAN, S. 176.

MORGAN, K. Z., u. a., *Health Physics Insurance Seminar*, TID-388. 12. März 1951.

Recommendation of International Radiation Commission, Nucleonics, Januar 1951.

Safe Handling of Radioactive Isotopes, No. 42, September 1949.

Recommendations of the International Commission on Radiological Protection and the International Commission on Radiological Units. 1950, Nr. 47, 29. Juni 1951.

Recommendations for Waste Disposal of Phosphorus-32 and Iodine-131 for Medical Users, Nr. 49, 2. November 1951.

Radiological Monitoring Methods and Instruments, Nr. 51, 7. April 1952: National Bureau of Standards Handbooks, U. S. Department of Commerce, Washington, D. C.: U. S. Government Printing Office.

KINSMAN, S., und D. J. NELSON, JR., Eds., *Radiological Health*, Cincinnati: Federal Security Agency, September 1952.

PLOUGH, HAROLD, R., *Radiation Tolerances and Genetic Effects*, Nucleonics, August 1952, S. 16.

WIGNER, E. P., und K. WAY, *Radiation from Fission Products*, MDDC-48, 6. Mai 1946.

Zusatz bei der deutschen Ausgabe

RAJEWSKY, B., *Strahlendosis und Strahlenwirkung*, Stuttgart: Georg-Thieme-Verlag, 1956.

HINE, G. J., und G. L. BROWNELL, *Radiation Dosimetrie*, New York: Acad. Press, 1956.

KAPITEL XIV

ABSCHIRMUNG

Es gibt zwei Fälle, in denen eine Abschirmung erforderlich ist: a) in Produktions- oder Forschungsstätten, in denen γ-Strahlen von radioaktiven Isotopen auftreten; ein Beispiel großen Maßstabs wäre eine Anlage zur Wiedergewinnung von Uran aus einem Plutonium erzeugenden Reaktor; ein Beispiel vom anderen Ende der Skala wäre etwa ein Laboratoriumstest mit einem radioaktiven Spürelement; b) in Reaktorgebäuden, wo ein Schutz gegen schnelle und langsame Neutronen und γ-Strahlen gewährleistet sein muß.

14.1 *Abschirmprobleme*

Beim radioaktiven Zerfall und bei der Kernspaltung entstehen α-Teilchen, β-Teilchen, γ-Strahlen, Neutrinos und Neutronen. Nur die γ-Strahlen und Neutronen erfordern einen Strahlenschutz von größerer Dicke. α- und β-Teilchen werden schon durch relativ dünne Metallschichten gestoppt, während Neutrinos, obwohl sie ein großes Durchdringungsvermögen besitzen, anscheinend keine physiologische Bedeutung haben.

Zur Absorption von γ-Strahlen verwendet man am besten dichte Substanzen mit hoher Atomzahl wie etwa Blei. Wie im vorhergehenden Kapitel gezeigt, treten die γ-Strahlen vorwiegend mit den Elektronen in Wechselwirkung. Eine günstige Kombination von Dichte und großer Elektronenzahl pro Atom gibt eine gute γ-Abschirmung.

Neutronen werden nur bei niedriger Energie stark absorbiert. Daher muß eine Neutronenabschirmung Schichten für die Abbremsung der Neutronen enthalten. Für diesen Zweck eignen sich am besten Stoffe mit einem großen Wasserstoffgehalt, insbesondere Wasser. Das Neutron kann einen großen Teil seiner Energie bei einem einzigen Stoß mit einem Wasserstoffatom abgeben. Die Wirksamkeit einer Reaktorabschirmung ist danach zu beurteilen, ob sie den Teilchenfluß weit genug unter das Toleranzniveau herabdrückt. Die allgemein angenommenen Toleranzwerte, ausgedrückt durch den Teilchenfluß, sind wie folgt:

	Fluß (cm^{-2} sec^{-1})
schnelle Neutronen (1 MeV)	30
schnelle Neutronen (2 MeV)	22
γ-Strahlen (1 MeV)	1300
γ-Strahlen (2 MeV)	800
thermische Neutronen	600

Die angegebenen Zahlen entsprechen etwa dem Wert von 0,3 rep/Woche.

14.2 *Die $1/r^2$-Verteilung*

Bei kleinen Dicken gasförmiger Medien wie Luft oder bei beliebigen Entfernungen im Vakuum ist es erlaubt, sich den Fluß der Teilchen, Neutronen oder γ-Quanten, in Form gerader Linien vorzustellen, so daß das einfache

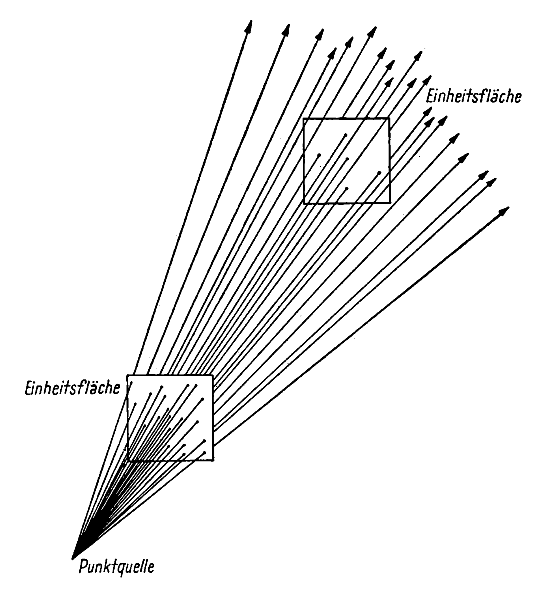


Abb. 87. $1/r^2$-Gesetz für Strahlen von einer Punktquelle

$1/r^2$-Gesetz für die Intensitätsabnahme anwendbar ist. Bei einer Punktquelle, die n_0 Teilchen pro Sekunde emittiert, wird die Flußdichte durch die Oberfläche einer hypothetischen Kugel vom Radius r, welche den Punkt umgibt,

$$\Phi = \frac{n_0}{4\pi r^2}.$$

Abb. 87 veranschaulicht die Intensitätsabnahme als Funktion des Abstandes. Aus einem Vergleich der Flußwerte bei verschiedenen Radien folgt

$$\frac{\Phi_2}{\Phi_1} = \frac{r_1^2}{r_2^2}.$$

Diese Regel ist bemerkenswert einfach, aber von großer Bedeutung bei der Berechnung der Schutzwirkung von Abschirmungen. Wenn um die Neutronenquelle genügend Platz vorhanden ist, kann man große Materialmengen sparen, einfach indem man den verbotenen Abstand groß genug wählt.

Als Beispiel wollen wir den kleinsten noch sicheren Abstand von einer 2-MeV-γ-Quelle von 10 μC Stärke abschätzen. Die Emissionsrate n_0 ist gleich

$$10 \cdot 3{,}7 \cdot 10^4 = 3{,}7 \cdot 10^5/\text{sec}.$$

Man kann leicht nachprüfen, daß ein Abstand von 6 cm ausreicht, um den Fluß Φ auf 800/cm² sec herabzusetzen.

14.3 *Schwächung der γ-Strahlung beim Durchgang durch Materie*

Das einfachste Gesetz der Lichtabsorption besagt, daß die Intensitätsabnahme pro Weglängeneinheit proportional der Intensität selbst ist:

$$\Phi = \Phi_0 e^{-\mu x},$$

wo μ der Absorptionskoeffizient ist. Die Werte von μ hängen vom Material und der Energie der einfallenden Strahlung in einer Weise ab, deren theoretische Behandlung für unsere Zwecke zu kompliziert ist. Abb. 88 zeigt die

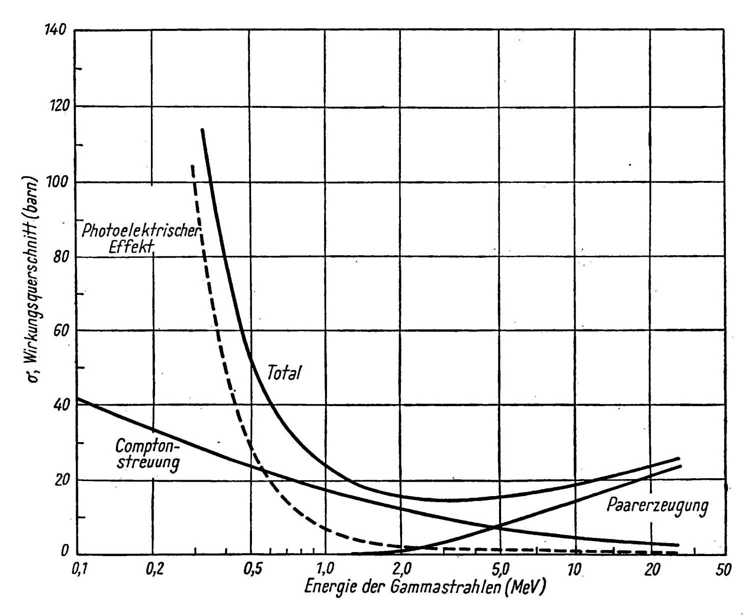


Abb. 88. Die Absorption von γ-Strahlen in Blei (Absorptionskoeffizient $\mu = N\sigma$)

Ergebnisse für die drei Absorptionsbeiträge sowie die resultierende Gesamtabsorption in Blei. Für 2-MeV-γ-Strahlen sind in Tab. 26 die Absorptionskoeffizienten einiger Stoffe zusammengestellt.

Tabelle 26

Totale Absorptionskoeffizienten für 2-MeV-γ-Strahlen

Material	μ (cm^{-1})	Material	μ (cm^{-1})
Wasser oder Körpergewebe	0,047	Blei	0,53
Beton	0,09	Aluminium	0,12
Eisen	0,35	Uran	0,95

Man beachte, daß die Absorptionskoeffizienten für einen *Strahl* definiert sind. Jedes Ereignis, welches ein Photon aus dem Strahl herausnimmt, entweder durch wahre Absorption oder durch Streuung, wird dabei als Absorption gezählt. Die Verwendung dieses totalen μ führt daher zu einer Überschätzung der wirklichen Schwächung, da die gestreuten γ-Quanten nicht wirklich vernichtet sind. Die mathematische Kompliziertheit der COMPTON-Vielfach-Streuung ist derart, daß nur elektronische Rechenmaschinen hoher Geschwindigkeit zur Lösung der Probleme fähig sind und bisher auch nur die einfacheren idealisierten Geometrien mit einiger Genauigkeit durchgerechnet sind. Der wahre Tatbestand kann nicht durch die einfache exponentielle Schwächungsformel beschrieben werden. Wir betrachten nun ein einzelnes γ-Quant einer bestimmten Energie $h\nu$, das auf die Oberfläche einer Abschirmung auftrifft. Sein erster Stoß kann irgendwo im Material erfolgen (mit einer exponentiellen Wahrscheinlichkeitsverteilung der Form $e^{-\mu x}$). Wir nehmen an, der Stoß finde an der Stelle x innerhalb der Abschirmung statt. Wenn das γ-Quant ein Atom ionisiert (Wahrscheinlichkeit σ_P), können wir es als für das System verloren betrachten. Wenn das Quant dagegen durch ein Elektron gestreut wird (Wahrscheinlichkeit σ_S), kann es in irgendeiner Richtung Φ weiterlaufen, und zwar mit einer Energie, deren Zusammenhang mit Φ aus der bekannten Formel für die COMPTON-Streuung

$$\lambda' - \lambda = \frac{h}{m_0 c}(1 - \cos\Phi)$$

folgt (Abschn. 1.2). Der Stoßquerschnitt hängt von der Energie ab, die das gestreute Quant besitzt. Den zweiten Stoß kann es irgendwo in der Abschirmung erleiden, und der gleiche Prozeß wiederholt sich mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit viele Male. Wegen der unendlichen Vielfalt der Ereignisse hat jedes γ-Quant seine individuelle Geschichte. An Stelle der einfachen Frage: „Welcher Anteil der Photonen geht, ohne einen Stoß zu erleiden, hindurch?", muß man die Frage stellen: „Welches sind die Anzahl, die Richtung und die Energieverteilung der Photonen, die hindurchgehen?" Unterhalb einer Energie von 1 MeV, der Schwellenenergie für die Paarerzeugung, treten nur die beiden durch σ_P und σ_S charakterisierten Prozesse ein. Oberhalb von 1 MeV muß auch die Paarerzeugung und die Paarvernichtung infolge Rekombination berücksichtigt werden. Die Strahlenschutzkonstrukteure sehen sich hier einem gewissen Dilemma gegenüber: Entweder

können sie die Größe der Schwächung in ihrer speziellen Abschirmungsanordnung abschätzen, indem sie Einzelprozesse addieren, über die man aber nur eine spärliche Grunderfahrung besitzt, oder sie müssen eine experimentelle Anlage aufbauen, die der wirklichen hinreichend nahekommt, damit die experimentellen Schwächungswerte auch richtig verwendet werden können. Keine der beiden Möglichkeiten ist zufriedenstellend. Die Lösung von Abschirmproblemen wird zweifellos in der Zukunft das dringendste Problem beim Entwurf eines Reaktors sein.

Es ist nützlich, die grundlegende Exponentialbeziehung für die Berechnung beizubehalten, aber unter Einführung eines Korrektur- oder „Bau"-Faktors B. So schreibt man an Stelle des Intensitätsverhältnisses $\Phi/\Phi_0 = e^{-\mu x}$ für die Schwächung eines ebenen Strahls durch eine Materieschicht

$$\frac{\Phi}{\Phi_0} = B e^{-\mu x}.$$

Goldberger gibt für γ-Quanten von 2 MeV in einer starken Wasserabschirmung $B \simeq 3$ an und für Energien bis zu 1 MeV in Blei $B \simeq 1$.[1]) Aus Abb. 88 ist ersichtlich, daß dies eine vernünftige Abschätzung darstellt, da die Comptonstreuung nur einen kleinen Beitrag zum totalen Absorptionseffekt unterhalb von 1 MeV darstellt.

Tab. 26 zeigt, daß μ mit der Dichte des Materials anwächst. Dies kann man qualitativ erklären, wenn man daran denkt, daß zumindest bis zu 1 MeV die Schwächung von γ-Strahlen ein Elektroneneffekt ist. Man sollte daher erwarten, daß μ proportional zur Anzahl der Elektronen pro Volumeneinheit ist. Nun ist die Anzahl der Atome pro Kubikzentimeter in einem Stoff der Dichte ϱ

$$N = \frac{\varrho N_a}{M},$$

wo N_a die Avogadrosche Zahl und M das Molekulargewicht sind; somit wird die Anzahl der Elektronen pro Kubikzentimeter gleich $\varrho\ (N_a Z/M)$, wo Z die Kernladungszahl ist. Nun ist Z/M von der Ordnung $^1/_2$ für den größten Teil des Periodischen Systems, so daß N nur von ϱ abhängt. Die Experimente zeigen in der Tat, daß für γ-Quanten mit Energien um 2 MeV und für Elemente mit einem Atomgewicht zwischen dem des Aluminiums und dem des Urans μ/ϱ einen fast konstanten Wert von ungefähr 0,05 cm²/g besitzt. Diese Zahl ist für gröbere Abschätzungen sehr bequem.

In einem Medium, in dem sowohl eine $1/r^2$-Verteilung der Strahlungsintensität als auch Absorption vorhanden sind, können wir die beiden Effekte zu der Formel

$$\Phi = \frac{n_0 e^{-\mu r}}{4\pi r^2}$$

---

[1]) Siehe auch U. Fano „*Gamma Ray Attenuation*", Nucleonics, August 1953, Teil 1, Basic Processes, S. 8; September 1953, Teil 2, Analysis of Penetration, S. 55.

zusammenfassen, wo r der radiale Abstand von der Punktquelle ist. Diese Formel vernachlässigt die Vielfachstreuung von γ-Strahlen.

Die Größe des Abschirmproblems für Kernreaktoren kann man demonstrieren, indem man die letzte Gleichung zur Berechnung des kleinsten sicheren Abstandes von einem unabgeschirmten Reaktor von nur 10 Kilowatt Leistung benutzt. Wenn pro Spaltung fünf 2-MeV-γ-Quanten erzeugt werden und $3 \cdot 10^{10}$ Spaltungen/sec einem Watt entsprechen, wird die Anzahl der pro Sekunde emittierten γ-Quanten gleich $n_0 = 15 \cdot 10^{14}$. Der Fluß im Sicherheitsabstand r sei Φ_T. Mit $\mu/\varrho = 0{,}05$ cm²/g und $\varrho = 1{,}29 \cdot 10^{-3}$ g/cm³ finden wir $\mu = 6{,}5 \cdot 10^{-5}$ cm^{-1}. Der Toleranzfluß Φ_T beträgt 800 γ-Quanten/cm² sec. Die Gleichung für r lautet daher

$$800 = \frac{15 \cdot 10^{14}}{4\pi r^2} e^{-6{,}5 \cdot 10^{-5} r}.$$

Durch Probieren findet man leicht für r den Wert von $5{,}8 \cdot 10^4$ cm. Es wäre also keine Sicherheit innerhalb einer *Quadratmeile* um einen unabgeschirmten Reaktor herum vorhanden. Dieses Beispiel zeigt eindringlich die Notwendigkeit einer wirksamen Abschirmung. Wir wollen prüfen, ob eine 183 cm dicke gewöhnliche Betonwand ausreicht, um solch einen Fluß auf den Toleranzwert herabzusetzen. Es sind $\mu = 0{,}09$ cm^{-1} und $r = 183$ cm. Damit wird

$$\Phi = 15 \cdot 10^{14} \frac{e^{-0{,}09 \cdot 183}}{4\pi (183)^2} = 250/\text{cm}^2 \text{ sec}.$$

Da dies noch sehr in der Nähe des Toleranzwertes liegt, muß man die Dicke der Abschirmung noch wesentlich vergrößern, um einen guten Sicherheitsfaktor zu erreichen, oder die Dichte des Betons stark durch Zugabe eines schweren Elementes wie Blei oder Eisen erhöhen. Blei in metallischer Form, wie man es gewöhnlich bei Röntgenstrahlgeräten verwendet, wird in jedem System benutzt, bei dem Raumersparnis von Bedeutung ist. Die Dicke x_h, die bei einem bestimmten Material erforderlich ist, um die anfängliche Intensität um den Faktor 2 zu verkleinern, berechnet sich aus

$$\frac{1}{2} = e^{-\mu x_h} \quad \text{also} \quad x_h = \frac{0{,}693}{\mu}.$$

Die Analogie zum radioaktiven Zerfall ist deutlich: Die Halbwertschicht x_h entspricht der Halbwertzeit t_H und der Absorptionskoeffizient μ der Zerfallskonstanten λ. Für Blei mit $\mu = 0{,}53$ ist die Halbwertdicke gleich 1,3 cm. Vom Kostenstandpunkt aus ist Eisen dem Blei vorzuziehen, obwohl zur Erreichung des gewünschten Schwächungsfaktors dann eine größere Dicke erforderlich ist.

14.4 *Diffusion und Absorption thermischer Neutronen*

Thermische Neutronen besitzen die Fähigkeit, eine merkliche Strecke durch jedes Medium zu diffundieren, bevor sie absorbiert werden; sie sind daher mit anderen Methoden zu behandeln als γ-Strahlen.

Die räumliche Verteilung thermischer Neutronen in einem nicht vervielfachenden Medium kann man unter Verwendung der Diffusionstheorie abschätzen. Trifft ein Strahl thermischer Neutronen Φ_0 auf eine große ebene Oberfläche eines sehr dicken Mediums, so ergibt die Diffusionstheorie für den Fluß den Wert

$$\Phi = \Phi_0 e^{-\frac{x}{L}} .$$

Wenn z. B. ein gerichteter Strom von 10^{10} Neutronen/cm² sec auf eine Wasserschicht auftrifft, für die $L = 2{,}88$ cm ist, wird der Fluß für jede 2,88 cm, die er in dem Medium zurücklegt, um $1/e = 0{,}37$ verringert. Einen anderen idealisierten Fall stellt eine Punktquelle von n_0 thermischen Neutronen pro Sekunde in einem unendlich ausgedehnten Medium dar. Diese Situation liegt annähernd bei einem großen Wassertank mit einer künstlichen Quelle im Mittelpunkt vor, wenn die erzeugten schnellen Neutronen innerhalb einiger cm von der Quelle entfernt auf thermische Energien abgebremst werden. Die Flußverteilung ist dann gegeben durch

$$\Phi = \frac{3 n_0}{4 \pi \lambda_t r} e^{-\frac{r}{L}},$$

wo L die Diffusionslänge und λ_t die mittlere freie *Transport*weglänge sind. Die Verringerung des Flusses als Funktion des Abstandes erfolgt offensichtlich exponentiell, aber proportional zu $1/r$ und nicht zu $1/r^2$. Hierin drückt sich der Unterschied zwischen Diffusion und geradliniger Bewegung aus. Der nach außen gerichtete Nettostrom im Punkt r kann aus der Stromformel $j = (-\lambda_t/3)(d\Phi/dr)$ berechnet werden; die Berechnung des Ausflusses aus einer endlichen Kugel ist jedoch auszuschließen, da sich die oben angegebene Flußverteilung auf ein unendlich ausgedehntes Medium bezieht. Die Lösung des Diffusionsproblems wird etwas komplizierter, wenn das System eine endliche Begrenzung besitzt. Die Formeln für die Fluß- und die Stromdichte einer Kugel vom Radius R mit einer Punktquelle in ihrem Mittelpunkt sind (ohne Beweis) im folgenden zusammengestellt:

$$\Phi = \frac{3 n_0}{4 \pi \lambda_t r} \frac{\sinh\left(\frac{R - r}{L}\right)}{\sinh \frac{R}{L}},$$

$$j_R = \frac{n_0}{4 \pi R L \sinh \frac{R}{L}} \simeq \frac{n_0}{2 \pi R L} e^{-\frac{R}{L}},$$

letzteres für große R.

Als Beispiel wollen wir eine Punktquelle von 10^6 thermischen Neutronen pro sec in den Mittelpunkt einer Wasserkugel von 122 cm Durchmesser ($R = 61$ cm)

legen. Die Gesamtzahl der Neutronen, die je sec aus der Oberfläche austreten, ist gleich $n = 4\pi R^2 j$, also

$$n \simeq n_0 \frac{2Re^{-\frac{R}{L}}}{L} = 10^6 \frac{122}{2{,}88} e^{-\frac{61}{2{,}88}} = 0{,}027.$$

Die Wasserkugel müßte also eine sehr effektive Abschirmung für die Neutronenquelle darstellen.

Die angegebenen Formeln für den Neutronenfluß von ebenen oder punktförmigen Neutronenquellen gelten für Medien, bei denen der Streuquerschnitt sehr viel größer ist als der Absorptionsquerschnitt und auf die daher die Diffusionstheorie anzuwenden ist. Die Schwächung thermischer Neutronen durch Substanzen wie Bor oder Kadmium, für die umgekehrt $\sigma_a \gg \sigma_s$ ist, muß dagegen anders behandelt werden. Ein thermischer Strom, welcher auf eine solche Schicht auftrifft, wird auch exponentiell geschwächt, aber entsprechend der Formel

$$\Phi = \Phi_0 e^{-Kx},$$

wo K durch Σ_a bestimmt ist. (K ist der Grenzwert, welcher aus der transzendenten Gleichung [Abschn. 12.2] abgeleitet wird.) Der Unterschied zwischen den Ausdrücken $e^{-x/L}$ und e^{-Kx} kann der Tatsache zugeschrieben werden, daß bei starker Absorption die Streuung durch Stöße und damit die Diffusion gegenüber der eigentlichen Absorption zu vernachlässigen ist.

Wir wollen nun eine Methode angeben, die erlaubt, den Neutronenausfluß aus einer Reaktoroberfläche zu bestimmen.

Die Anzahl der Neutronen, die aus einem Reaktor austreten, kann durch den schon früher bestimmten Verlustfaktor $\mathfrak{L}_t$ berechnet werden. Bei einem kritischen Reaktor ist $k_{\text{eff}} = k_\infty \mathfrak{L}_s \mathfrak{L}_t = 1$, was bedeutet, daß von k_∞ startenden schnellen Neutronen $k_\infty \mathfrak{L}_s$ thermisch werden und daß $k_\infty \mathfrak{L}_s - 1$ als thermische Neutronen entweichen. Man kann leicht zeigen, daß dies gleich $(1/\mathfrak{L}_t) - 1 = K^2 L^2$ ist. Das Leistungsniveau des Reaktors bestimmt die Anzahl der erzeugten Spaltneutronen gemäß

$$P\,(\mathrm{W})\, c \left(\frac{\text{Spaltungen}}{\text{Ws}}\right) \nu \left(\frac{\text{Neutronen}}{\text{Spaltung}}\right).$$

Wir wollen nun den Neutronenfluß aus einem Graphitreaktor bestimmen, welcher dem ähnlich ist, dessen kritische Größe wir in Abschn. 6.2 berechnet haben. Der Einfachheit halber wollen wir annehmen, das Material mit $k_\infty = 1{,}10$ habe eine sphärische (und nicht eine kubische) Form. Ferner wählen wir das Leistungsniveau zu 1,0 MW. Die Anzahl der erzeugten Spaltneutronen wird dann gleich

$$10^6 \cdot 3 \cdot 10^{10} \cdot 2{,}5 = 7{,}5 \cdot 10^{16}/\text{sec}.$$

Man kann leicht zeigen, daß der kritische Radius dicht bei 250 cm liegt und $K^2L^2 = 0{,}0398$ ist. Der Verlust pro *Spaltneutron* ist daher gleich

$$\frac{K^2L^2}{k_\infty} = \frac{0{,}0398}{1{,}1} = 0{,}0362\,.$$

Der gesamte thermische Verlust wird

$$7{,}5 \cdot 10^{16} \cdot 0{,}0362 = 2{,}7 \cdot 10^{15}/\mathrm{sec}\,.$$

Wir nehmen nun an, dieser Fluß gehe durch die Reaktoroberfläche

$$4\,\pi R^2 = 4\,\pi\,(250)^2 = 7{,}85 \cdot 10^5\ \mathrm{cm}^2.$$

Die Stromdichte wird dann gleich

$$\frac{2{,}7 \cdot 10^{15}}{7{,}85 \cdot 10^5} = 3{,}4 \cdot 10^9/\mathrm{cm}^2\ \mathrm{sec}\,.$$

Eine Nachprüfung dieses Wertes kann man durch Auswertung der Dichte des Neutronenstroms an der Reaktoroberfläche bekommen, und zwar unter Benutzung folgender Tatsachen:

1. Die Flußverteilung in einer Kugel ist

$$\Phi = \Phi_c \frac{\sin\frac{\pi r}{R}}{\frac{\pi r}{R}}\,.$$

2. Das Verhältnis des mittleren zum zentralen Fluß ist gegeben durch

$$\frac{\bar{\Phi}}{\Phi_c} = \frac{3}{\pi^2}\,.$$

3. Die Beziehung zwischen Leistung und Fluß lautet

$$P\,(\mathrm{W}) = \frac{\bar{\Phi}\,\Sigma_f\,V}{c}\,.$$

4. Die Stromdichte, ausgedrückt durch die mittlere freie Transportweglänge $\lambda_t = 3\,\Sigma_a/K^2$, ist gegeben durch

$$j = -\frac{\lambda_t}{3} \cdot \frac{d\Phi}{dr}\,.$$

14.5 *Abschirmung gegen schnelle Neutronen*

Die biologische Gefahr schneller Neutronen ist sehr viel größer als die thermischer, wie schon im vorangehenden Kapitel gezeigt wurde. Außerdem ist es relativ leicht, Neutronen geringer Energie mit einem stark absorbierenden Element wie Bor zu entfernen. Daher läuft das Abschirmproblem für schnelle

Neutronen auf die Abbremsung schneller Neutronen auf niedrige Energien hinaus, und zwar soll die Abbremsung auf möglichst kurzer Strecke und ohne Anregung von Sekundärprozessen erfolgen. Die Wirkungsquerschnitte für schnelle Neutronen sind sehr klein, und zwar von der Größenordnung πr^2, die man auf Grund des Kernradius r erwartet; dabei ist (Abschn. 1.3) $r \simeq 1{,}4\ 10^{-13} A^{1/3}$ cm. Für Blei ist $A = 207$, der Wirkungsquerschnitt wäre daher schätzungsweise gleich $\pi r^2 = 2{,}2$ barn. Dieser Wirkungsquerschnitt enthält aber nicht nur die wahre Absorption, sondern auch die unelastische Streuung.

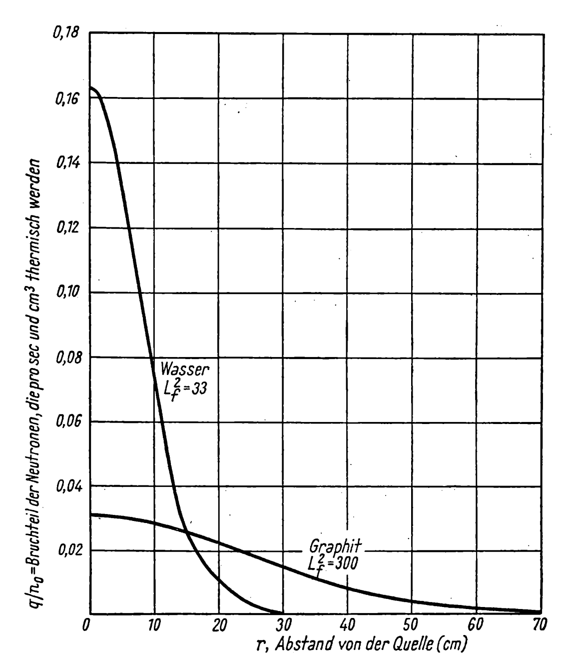


Abb. 89. Verteilung der Neutronenabbremsung in Wasser und Graphit

Streuende Stöße dürfen jedoch nicht mitgezählt werden, wenn es sich um die Beseitigung der freien Neutronen aus dem System handelt. Die ideale Substanz zur Abschirmung gegen Neutronen ist Wasser wegen der Bremseigenschaften der Wasserstoffkerne. Unglücklicherweise ist Wasser nicht auch zugleich eine gute γ-Abschirmung, da es aus Elementen mit niedrigem Atomgewicht besteht. Andererseits sind schwere Elemente, welche die γ-Strahlen gut stoppen, schlecht geeignet zur Verringerung der Neutronenenergie. Es ist daher klar, daß man ein schweres Element mit Wasser mischen oder die beiden Arten von Stoffen in aufeinanderfolgenden Schichten anbringen muß, wenn

γ-Strahlen zusammen mit schnellen Neutronen abgeschirmt werden sollen. Die Schwierigkeit, die hierbei auftritt, ist jedoch die, daß schnelle Neutronen mit schweren Kernen durch unelastische Streuung in Wechselwirkung treten, wobei sekundäre γ-Quanten erzeugt werden. Damit wäre also nur die Verschiebung von einer unerwünschten Komponente auf eine andere erreicht. Die erzeugten γ-Quanten entstehen näher an der äußeren Oberfläche der Abschirmung als die schnellen Neutronen und haben daher nur eine dünnere Schicht der Abschirmung zu durchsetzen. Wenn die Abschirmung dick genug ist, werden natürlich beide Komponenten abgeschirmt.

Eine Gefahr, auf die man noch besonders hinweisen muß, resultiert von den wenigen Neutronen, die durch Zufall mehrmals hintereinander nur um sehr kleine Winkel gestreut werden und daher sowohl ihre Richtung als auch ihre Energie behalten. Die weitaus meisten Neutronen verlieren ihre Energie sehr schnell und werden somit eliminiert; die „ungewöhnlichen" Neutronen treten jedoch aus der Abschirmung heraus.

Einen Hinweis auf die Dicke der Abschirmung, die die Mehrzahl der Neutronen auf niedrige Energien abbremst, kann man aus der Theorie des „FERMI-Alters" τ erhalten, die wir weiter oben benutzt haben, um die Größe von Reaktoren zu berechnen. In einem Medium mit einer Punktquelle, die n_0 schnelle Neutronen der Energie E_0 pro Sekunde liefert, ist die Anzahl der Neutronen, die pro Sekunde und Volumeneinheit in einer Entfernung r thermisch werden, gleich

$$q = \frac{n_0 e^{-\frac{r^2}{4 L_f^2}}}{(4 \pi L_f)^{3/2}},$$

wo L_f die „schnelle" Diffusionslänge ist und $L_f^2 = \tau$. Die Kurve für diese „Bremsdichte" ist in Abb. 89 für Wasser und Graphit gezeigt. Man sieht, daß in Wasser praktisch keine Neutronen weiter als 30 cm kommen. Man kann nun den mittleren Abstand r berechnen, bei dem die Neutronen thermisch werden, oder, was gebräuchlicher ist, den quadratischen Mittelwert des Abstandes. Für $\overline{r^2} = \int r^2 q\, dV / \int q\, dV$ ergibt sich

$$\overline{r^2} = 6 L_f^2.$$

Für Graphit sind beispielsweise $L_f^2 = 300$ cm² und $\overline{r^2} = 1800$ cm². Der quadratische Mittelwert $r_{\text{quadr.}} = \sqrt{(\overline{r^2})}$ ist daher gleich 42 cm. Es ist klar, daß eine Graphitabschirmung sehr viel dicker sein muß als 42 cm, um eine im wesentlichen vollständige Abbremsung auf thermische Energien zu garantieren. Für *Wasser* gilt:

$$L_f^2 = 33 \text{ cm}^2, \quad 6 L_f^2 = 198, \quad r_{\text{quadr.}} = 14 \text{ cm}.$$

Eine Wasserabschirmung ist also sehr viel wirksamer als eine Abschirmung aus Graphit.

Am exaktesten schätzt man die Wirkung einer Abschirmung dadurch ab, daß man zunächst das Energiespektrum des Neutronenflusses für das gesamte Medium berechnet und daraus die Austrittsverluste ableitet, wie wir es für die thermischen Neutronen getan haben. Dieses Problem ist ebenso schwierig wie die Theorie der Abschirmung gegen γ-Strahlen, und man zieht daher die Ableitung halbempirischer Formeln aus experimentellen Daten vor.

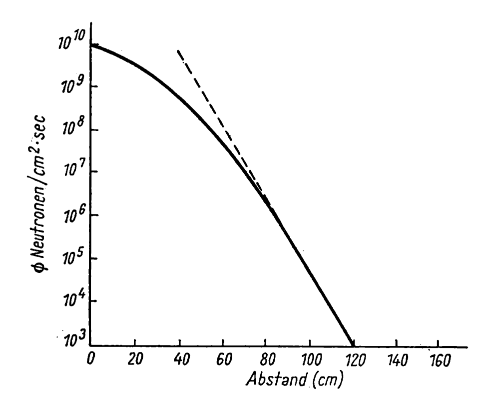


Abb. 90. Typische Extinktionskurve für schnelle Neutronen

In der Praxis ist es üblich, die Abnahme schneller Neutronen, erfolge sie nun durch Bremsung oder Absorption, durch die „Relaxationslänge" λ zu beschreiben. Diese Größe entspricht genau der Größe L in der exponentiellen Schwächungsformel für thermische Neutronen. Wir schreiben daher die Schwächungsformel für schnelle Neutronen in der Form

$$\Phi = \Phi_0 e^{-\frac{x}{\lambda}}.$$

Der Abfall des Flusses (in logarithmischer Skala) ist dann

$$\frac{d(\log \Phi)}{dx} = \frac{0{,}434\, d(\ln \Phi)}{dx} = -\frac{0{,}434}{\lambda},$$

also eine Konstante. Man würde also bei der halblogarithmischen graphischen Darstellung der Experimente eine gerade Linie finden, wenn die Formel die Experimente richtig wiedergibt. Abb. 90 zeigt einen typischen Verlauf. Trotz der Abweichung von der Linearität kann man ein *effektives* λ benutzen. Für gewöhnlichen Beton mit einer Dichte von 2,0 — 2,5 g/cm³ ist $\lambda \simeq 11$ cm. Für einen dichteren Beton mit 3,5 g/cm³ liegt λ in der Nähe von 7 cm.

Wir wollen nun die Wirkung einer 183 cm dicken Abschirmung eines solchen dichten Betons auf einen Fluß schneller Neutronen von $10^{11}/\mathrm{cm}^2$ sec abschätzen. Der Schwächungsfaktor in der Entfernung von 183 cm ist

$$e^{-\frac{183}{7}} = e^{-26} = 5{,}1 \cdot 10^{-12}.$$

Der entweichende Fluß würde also nur 0,5 Neutronen/cm² sec betragen. Wenn der angenommene Wert der Relaxationslänge von 7 cm zuverlässig ist, hätte diese Abschirmung also einen Sicherheitsfaktor von ungefähr 40.

Neutroneninduzierte γ-Strahlen. Der Einfang thermischer Neutronen ist bei den meisten Elementen von einer Emission von γ-Strahlen hoher Energie begleitet. Daher können die zur Absorption von Neutronen verwendeten Materialien eine neue und ebenso ernsthafte Gefahrenquelle darstellen. Dieser Effekt wurde völlig übersehen in dem berühmten Vorschlag, man solle doch beim Arbeiten in der Nähe eines Reaktors einen Anzug mit Kadmiumeinlagen tragen. Die bei den (n, γ)-Reaktionen erzeugten γ-Quanten haben folgende Energien:

Element	Energie (MeV)	Element	Energie (MVe)
H	2,2	Fe	7,6
Be	6,8	Cd	7,5
C	4,9	Pb^{206}	6,7
Na	6,3	Pb^{207}	7,4
Al	7,7		

Die Absorptionskoeffizienten für solche energiereichen γ-Strahlen sind beträchtlich niedriger als für die bei der Spaltung erzeugten γ-Quanten. So ist z. B. der Massenabsorptionskoeffizient von Wasser für γ-Quanten von 2 MeV gleich 0,05 cm²/g, während er für γ-Quanten von 7 MeV nur 0,025 cm²/g beträgt. Daher kommt es, daß manchmal der γ-Fluß hoher Energie die an die Abschirmung zu stellenden Anforderungen bestimmt, auch wenn der anfängliche Betrag dieser Strahlung vernachlässigbar klein zu sein scheint.

Als Beispiel betrachten wir den Fall, daß ein thermischer Neutronenstrom von 10^{11} cm^{-2} sec^{-1} auf eine 0,16 cm dicke Reaktorwand aus korrosionsfestem Stahl auftrifft. Die Anzahl der Absorptionen pro cm² und sec ist dann näherungsweise

$$\Phi \Sigma t = 10^{11}/\mathrm{cm}^2\,\mathrm{sec} \cdot 0{,}206\,\mathrm{cm}^{-1} \cdot 0{,}16\,\mathrm{cm} = 3{,}3 \cdot 10^9/\mathrm{cm}^2\,\mathrm{sec}.$$

Etwa ein Drittel von ihnen, also rund 10^9, werden γ-Quanten von 7 MeV erzeugen. In Abschn. 14.3 fanden wir, daß bei einem Leistungsniveau von 10 kW die gesamte γ-Emission durch Spaltung $15 \cdot 10^{14}$ beträgt. Bei einer Oberfläche von 3000 cm² wird die Zahl der γ-Quanten, die den Reaktor pro cm² und sec (unter Vernachlässigung der Selbstabsorption) verlassen,

gleich $5 \cdot 10^{11}$. Der sekundäre γ-Fluß beträgt also zunächst nur 1/500 des Primärflusses. In der Abschirmung ändert sich jedoch das Flußverhältnis gemäß

$$\frac{\Phi(7)}{\Phi(2)} = \frac{\Phi_0(7)}{\Phi_0(2)} e^{(\mu_2 - \mu_7)\,x} = \frac{e^{+0{,}025\,x}}{500}.$$

Zum Beispiel ist in einer Wasserabschirmung nach 180 cm das Flußverhältnis bereits auf 1 : 5 angestiegen und bei 240 cm auf 1 : 1.

Die durch Neutronen induzierte sekundäre γ-Strahlung muß in einer Abschirmung überall da berücksichtigt werden, wo thermische Neutronen eingefangen werden. Insbesondere können diese γ-Strahlen direkt auf der äußeren Oberflächenschicht der Abschirmung entstehen, wo sie eine unmittelbare Gefahr darstellen.

14.6 *Praktische Abschirmung*

Die Wahl der Abschirmsubstanz muß sich danach richten, welche der folgenden Gesichtspunkte vorherrschen:

1. Kosten des Materials oder der Konstruktion,
2. der praktisch zur Verfügung stehende Raum,
3. Begrenzung hinsichtlich Gewicht.

Wenn keine räumlichen oder gewichtsmäßigen Beschränkungen vorliegen, benutzt man zur Abschirmung am besten dicke Wände aus gewöhnlichem Beton. Die γ-Absorption kann durch Beimischung von Eisen oder Bariumerz verstärkt werden. Da die Kosten des Betons ungefähr mit der dritten Potenz der Dicke ansteigen, kann man eine wirkliche Kosteneinsparung nur durch Reduktion der Abmessungen erreichen. Eine Beimischung stark absorbierender Stoffe wird besonders zwingend bei Abschirmungen für Flugzeuge, wo sowohl Größe als auch Gewicht eine Rolle spielen. Die Art der Abhängigkeit der Größe einer sphärischen Abschirmung von den beiden Variablen ϱ (Dichte) und r (Dicke) begünstigt Abschirmungen von großer Dichte. Um nämlich eine bestimmte Schwächung zu erzielen, muß r/λ einen bestimmten konstanten Wert haben; den $1/r^2$-Effekt wollen wir vernachlässigen. Das Gesamtgewicht W der Abschirmung ist proportional zum Volumen und daher zu ϱr^3. Ferner ist

$$\lambda \sim \frac{1}{\varrho}, \quad r \sim \frac{1}{\varrho}, \quad W \sim \frac{1}{\varrho^2}.$$

Dies zeigt, je dichter die Abschirmung ist, desto leichter kann das System als Ganzes sein. Es gibt natürlich zwei Wege, die Dichte zu vergrößern; einmal indem man ein schweres Element hinzufügt, zum anderen indem man eine Mischung wählt, die von Natur aus dichter gepackt ist.

Ob die zur Abschirmung benutzten Materialien in Schichten anzuordnen sind oder gleichförmig gemischt werden sollen, sind Fragen, die man nur durch das Experiment entscheiden kann. Jede Kombination und jede geometrische Form verhält sich anders, und bisher sind anscheinend noch keine gebrauchs-

fertigen Formeln veröffentlicht, die Vorhersagen in dieser Frage erlauben. Einen gewissen Erfolg hat man unter Verwendung der *stochastischen Methode* („Monte-Carlo-Methode“) erzielt, bei der das „Schicksal“ einer großen Anzahl von Neutronen verfolgt und daraus der Bruchteil der Neutronen abgeschätzt wird, der hindurchgelangt. Für einige idealisierte Fälle, wie die Abbremsung von

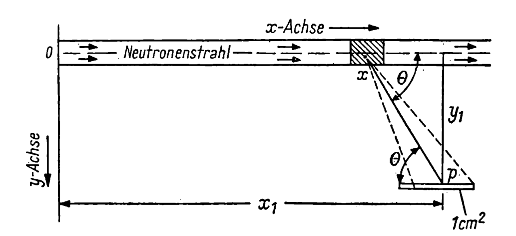


Abb. 91. Zur Untersuchung der Streuung von Neutronen in Luft

Neutronen in Moderatoren von relativ hoher Massenzahl unter Vernachlässigung der Absorption und unter der Annahme konstanter Streueigenschaften, ist diese Theorie auch analytisch durchgeführt worden.

Die Faktoren, die bei einer vollständigen Behandlung des Abschirmproblems berücksichtigt werden müssen, sind folgende:

1. Die Reaktorstrahlung besteht aus Neutronen und γ-Strahlen verschiedener Energien.

2. Die Strahlung breitet sich nach allen drei Richtungen aus.

3. Die Strahlenquelle im Reaktor und die zu schützenden Gebiete haben ein endliches Volumen und sind keine Punkte.

Eine teilweise oder „Schatten“abschirmung kann man bei Anlagen verwenden, wo das Reaktorpersonal an einer bestimmten Stelle bleiben kann. In einem Flugzeug z. B. braucht nur die Seite des Reaktors stark gegen direkte Strahlung abgeschirmt zu werden, die zur Besatzung zeigt. Eine gewisse Abschirmung gegen Teilchen, die in der Luft gestreut werden, ist natürlich erforderlich. Um die Stärke der jeweils erforderlichen Abschirmung herauszufinden, muß man entweder Berechnungen oder Experimente benutzen.

Um die Kompliziertheit des kombinierten geometrisch-physikalischen Abschirmungsproblems zu erläutern, betrachten wir folgende Situation (Abb. 91). Ein paralleler Strahl thermischer Neutronen von der anfänglichen Flußdichte Φ_0 werde in Luft gestreut. Die Flußdichte im Strahl im Punkt x ist

$$\Phi = \Phi_0 e^{-\Sigma x},$$

wo Σ der totale Wirkungsquerschnitt (Absorption plus Streuung) von Luft ist. Die Zahl der in einer Schicht der Dicke dx an der Stelle x gestreuten Neutronen

ist gleich $\Phi \Sigma_S\, dx$. Der aus dieser sekundären Neutronenquelle stammende Fluß durch die Einheitsfläche parallel zum Strahl im Punkt $P(x, y)$ ist gleich

$$(\Phi \Sigma_S\, d x) \frac{e^{-\Sigma r}}{4 \pi r^2} \cos \theta .$$

Der Gesamtstrom durch diese Fläche ist also gleich

$$\int_{x=0}^{x=\infty} \frac{\Phi_0 e^{-\Sigma x} \Sigma_S\, dx\, e^{-\Sigma r} \cos \theta}{4 \pi r^2},$$

mit

$$r^2 = (x_1 - x)^2 + y_1^2$$

und

$$\cos \theta = \frac{x_1 - x}{r}.$$

Zur Auswertung dieses Integrals muß man numerische Methoden verwenden.

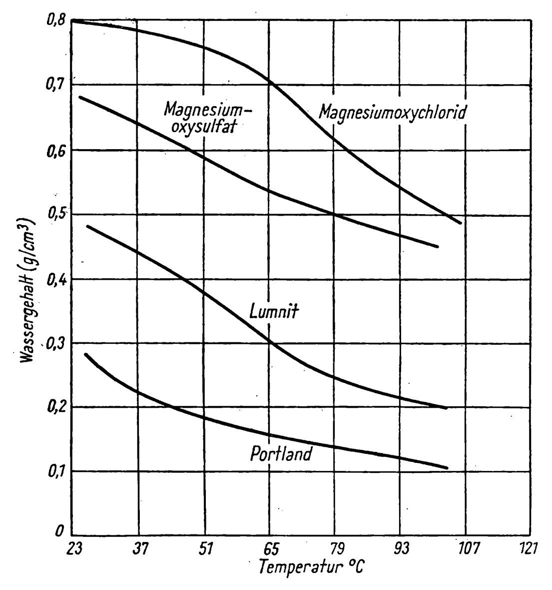


Abb. 92. Wassergehalt verschiedener Zemente

Die Anforderungen, die an feste Abschirmungen gestellt werden, etwa für Reaktoren, Zyklotrons oder „heiße“ Laboratorien, unterscheiden sich beträchtlich von denen für bewegliche Systeme von der Art eines mit Kernenergie betriebenen Flugzeuges. Der Gewichtsfaktor, der ungeheuer wichtig für alle

Fahrzeuge ist, spielt hier keine Rolle, so daß nur Kosten und Raumerfüllung zu berücksichtigen sind. Im folgenden betrachten wir einige Betonarten und andere billige Materialien.

Wie schon weiter oben auseinandergesetzt, würde die ideale Abschirmung aus einem leichten Element zur Abbremsung der Neutronen ohne Produktion von γ-Strahlen durch unelastische Streuung bestehen; sie würde ferner einen starken Neutronenabsorber einschließen, ebenfalls ohne Erzeugung sekundärer γ-Strahlen; sie würde weiter ein schweres Element zum Abstoppen der γ-Strahlen enthalten; schließlich sollte diese Mischung von Substanzen keine großen Kosten verursachen und leicht herzustellen sein. Keine einzige Substanz erfüllt alle diese Bedingungen, so daß Kompromisse geschlossen werden müssen. Eine Möglichkeit besteht darin, einen Zement mit hohem Wassergehalt zu finden. Abb. 92 zeigt den Wassergehalt verschiedener wasserreicher Zemente. Von diesen scheint Magnesiumoxychlorid der am besten geeignete zu sein, da sein Wasserstoffgehalt den des Wassers erreicht. Die Abschirmung des Brookhaven-Reaktors wurde aus „MO“ hergestellt, einer Mischung aus Magnesiumoxychlorid, Stahl und Schrot. ROCKWELL weist jedoch darauf hin, daß gewöhnlicher Portlandzement dazu gebracht werden kann, ein Vielfaches des erwarteten Wassergehaltes aufzunehmen, wenn man für den Beton poröse Zuschlagstoffe und zum Schluß einen Farbanstrich verwendet.

Tabelle 27

Erze für Strahlungsschutzeinrichtungen

Name und Quelle	Zusammensetzung (%)	Dichte g/cm³
Limonit (Alabama)	50 Fe	3,3
Magnetit (Adirondacks)	60 Fe	5,1
Baryt (Tennessee, Georgia)	95 $BaSO_4$	4,3
Galena (Missouri)	80 Pb	7,5
Colemanit (California)	44 B_2O_3	...

Unabhängig von der Art der Zuschlagstoffe hängt die erreichbare Dichte von der Größenverteilung der einzelnen Komponenten ab. Im allgemeinen sollte die Abstufung so vorgenommen werden, daß die Zwischenräume zwischen den größten Teilchen durch kleinere aufgefüllt werden.

Verschiedene Zuschlagstoffe haben sich für die Abschirmungen von Neutronen und γ-Strahlen als erfolgreich herausgestellt. Im Argonne National Laboratory wurde zunächst Mörtel in Formen gegossen und sodann Stahlplatten von 2,5 cm Durchmesser und 1,25 cm Dicke eingebracht. In Oak Ridge benutzte man zusätzlich gewöhnliche Metallspäne, was sich als recht vorteilhaft erwies. Einige Erze, die ebenfalls Verwendung fanden, sind in Tab. 27 zusammengestellt.

Vielfach mußten Verfahren angewandt werden, die sonst in der Betonherstellung ungebräuchlich sind. In Vorversuchen zur Konstruktion der Abschirmung für den Raleigh-Reaktor fand man z. B., daß die geringe Wasserlöslichkeit des Borerzes Colemanit das Hartwerden der Mischung verhindert.

Die Herstellungsmethode für Beton, die daraufhin entwickelt wurde, bestand darin, zunächst nur Zement und Baryt-Zuschlagstoffe mit einem Minimum an Wasser zu mischen und eine halbe Stunde stehen zu lassen. Auf diese Weise drang das Wasser teilweise in den Zement ein, und die spätere Zugabe von Colemanit beeinflußte die Erstarrungseigenschaften nicht mehr. Eine andere Spezialmethode, die für Reaktorabschirmungen benutzt wurde, bestand darin, daß zunächst die Formen nur mit den Zuschlagstoffen gefüllt wurden und dann flüssiger Mörtel unter hohem Druck hineingepumpt wurde.

Aufgaben

14.1 Wie groß wäre der sichere Abstand von einem unabgeschirmten Reaktor vom Typ des Brookhaven-Reaktor mit einem Leistungsniveau von 28 MW?

14.2 Man bestimme die Dicke der Wasserabschirmung, welche einen 2-MeV-γ-Fluß eines 2,5-MW-Reaktors auf das Toleranzniveau herabsetzt.

14.3 Man bestimme die Dicke der Abschirmung für einen anfänglichen Fluß von $10^{13}/\text{cm}^2$ sec, wenn die Relaxationslänge schneller Neutronen in Wasser 10 cm beträgt.

14.4 Auf den ersten Blick ist nicht klar, welches die billigere Abschirmung für eine Punktquelle ist: a) eine ausgefüllte Kugel mit der Quelle als Mittelpunkt oder b) eine Kugelschale mit einem bestimmten inneren Radius. Man vergleiche beide Fälle.

14.5 Man bestimme die Gesamtzahl der Neutronen mit einer Energie über 5 MeV, die pro Sekunde von einem 10-MW-Reaktor emittiert werden. (Abschn. 3.2, Energieverteilung der Spaltneutronen.) Man berechne die maximale Stromdichte an der Oberfläche eines Reaktorkerns von 100 cm Durchmesser.

14.6 Man bestimme die Materialmengen und die Kosten folgender beiden Abschirmungen: a) Blei (20 Cents/500 g) und b) Eisen (5 Cents/500 g) für eine Quelle von 0,3 Curie γ-Strahlen von 2 MeV für den Fall, daß die Abschirmung den Fluß auf 50 γ-Quanten/cm^2 sec reduzieren soll. Welche Schlüsse kann man aus dieser Abschätzung ziehen?

14.7 In Abschn. 14.4 wurden zwei verschiedene Methoden zur Bestimmung des Neutronenflusses aus einem sphärischen Reaktor angegeben. Man verifiziere *analytisch*, daß die beiden Methoden äquivalent sind.

14.8 Eine wässerige Lösung von Zinkbromid ($ZnBr_2$, Molekulargewicht 225,2, Dichte 4,22 g/cm^3) wird für Abschirmungen von γ-Strahlen und Neutronen benutzt. Der effektive Wirkungsquerschnitt jedes Atoms für 2-MeV-γ-Strahlen ist gleich 5 barn. Man bestimme die minimale Dicke einer Abschirmschicht für einen ebenen γ-Strahl von 10^{12} Quanten/cm^2 sec, wenn die Lösung 20 % (Gewichtsprozent) $ZnBr_2$ enthält. Reicht diese Dicke aus, um einen Strom von 10^{12} schnellen Neutronen pro cm^2 sec auf den Toleranzwert herabzusetzen?

14.9 Man bestimme die Dicke einer Schicht aus Borkarbid (B_4C, Dichte 2,5 g/cm^3), welche den Ausfluß thermischer Neutronen aus dem sphärischen Reaktor von Abschn. 14.4 auf 60 Neutronen pro cm^2 sec herabsetzt.

Literatur

ENGBERG, C. J., Ed., *Radiation Shields and Shielding. A Bibliography of Unclassified AEC Report Literature*, TID-3032. Oak Ridge, Tenn.: Technical Information Service (AEC), September 1952. 130 kommentierte Quellenangaben.

DAVISSON, C. M., und R. D. EVANS, *Gamma Ray Absorption Coefficients*, Rev. Mod. Phys. *24*, 79, 1952.

TITTLE, C. W., *The Slowing Down and Diffusion of Neutrons in Hydrogeneous Media*, NP-1418 (AEC). M. I. T. Nuclear Shielding Studies, I, 31. August 1949.

LEVIN, J. S., J. W. WEIL und C. GOODMAN, *Gamma Ray Ionization in Spherical Geometry*, NP-875 (AEC). M. I. T. Nuclear Shielding Studies, II. 15. Juni 1949.

DACEY, J. E., R. W. PAINE, JR., und C. GOODMAN, *Shielding Properties of Various Materials against Neutrons and Gamma Rays*, NP-1243 (AEC). M. I. T. Nuclear Shielding Studies, III, 20. Oktober 1949.

ROCKWELL, THEODORE, III, *Construction of Cheap Shield: A Survey*, AECD-3352. Oak Ridge National Laboratory. 16. Januar 1950.

UECKER, D. F., K. R. FERGUSON, D. G. SEAY und C. B. WEBSTER, *Test of Concrete with Iron Punchings for Cave Construction*, AECD-3013. Argonne National Laboratory, 11. Juli 1949.

PAVLISH, A. E., und J. C. WYND, *Concretes for Pile Shielding*, AECD-3007. Battelle Memorial Institute, August 1948.

TIRPAK, EDWARD G., *Report on the Use of Barytes Aggregate in Concrete for Shielding Purposes*, Civil Engineering 21, 451, 1951.

GOLDBERGER, M. L., *The Shielding of Nuclear Reactors*, MDDC-806. Argonne National Laboratory, 24. März 1947. [Siehe auch GOODMAN, C. Ed., *The Science and Engineering of Nuclear Power*, Cambridge, Mass.: Addison-Wesley Press, 1949, Bd. II, S. 196.]

RUDDY, JOHN M., *Gamma Ray Shielding for Engineering Reference*, AECU-1211. Brookhaven National Laboratory, 15. Februar 1951.

ARON, W. A., B. G. HOFFMAN und F. C. WILLIAMS, *Range-Energy Curves*, AECU-663. University of California Radiation Laboratory, 2. Dezember 1949.

SOODAK, HARRY, und E. C. CAMPBELL, *Elementary Pile Theory*, New York: John Wiley & Sons, 1950.

BALDERSTON, J. L., J. J. TAYLOR und G. J. BRUCKER, *Nomograms for the Calculation of Gamma Shielding*, AECD-2934. Kellex Corp., 15. November 1948.

Zusatz bei der deutschen Ausgabe

PRICE, B. T., C. C. HORTON und K. T. SPINNEY, *Radiation Shielding*, London: Pergamon Press, 1957.

ROCKWELL, T., *Reactor Shielding Design Manual*, New York, McGraw-Hill, 1956.

GUSSEW, N. G., *Leitfaden für Radioaktivität und Strahlenschutz*, Berlin: Verlag Technik, 1957.

KAPITEL XV

BESEITIGUNG RADIOAKTIVEN ABFALLS

Das Problem der Abfallbeseitigung ist in der Industrie sehr verbreitet. Der Rauch, der durch Stahlrohre abgelassen wird, ist ein typisches Beispiel: Ohne eine gewisse Kontrolle kann Rauch zu einem Gesundheitsproblem für die umgebende Bevölkerung werden. Abfälle von Atomkraftwerken bringen nicht nur die Gefahr chemischer Verseuchung mit sich, sondern stellen vor allem eine große Gefahrenquelle für Strahlungsschädigungen dar. In diesem Abschnitt wollen wir die Abfallmengen abschätzen, ihre Typen klassifizieren, ihre wichtigsten Quellen angeben und kurz die Möglichkeiten einer sicheren Handhabung besprechen.

15.1 *Der Anfall radioaktiven Abfalls*

Hinsichtlich der Handhabung radioaktiven Materials gibt es zwei verschiedene Situationen. Die erste tritt bei der Beseitigung eines wirklichen Abfallproduktes ein, wobei kein Versuch gemacht wird, ein bestimmtes Element zu retten. Die zweite Situation tritt dann ein, wenn ein wertvolles Element oder ein radioaktives Isotop isoliert und gereinigt werden muß. Ein Beispiel dafür ist die Extraktion von Plutonium und Uran aus den aufgebrauchten Brennstäben von Reaktoren des Hanford-Typs. Wir können nicht die Materialmenge abschätzen, die verarbeitet werden muß, da Einzelheiten der Hanford-Anlage nicht zugänglich sind. Es ist jedoch klar, daß Stäbe aus natürlichem Uran nach der Neutronenbestrahlung Plutonium, Spaltprodukte und Uran enthalten. Strenge Anforderungen müssen daher an die Wiedergewinnung gestellt werden sowohl wegen des Wertes von Plutonium für die Energiegewinnung als auch wegen der Strahlungsgefährdung. Ein Gramm Plutonium kann u. U. Krankheit oder Tod von Tausenden von Menschen verursachen. Es ist ebenfalls klar, daß das Uran, welches durch die im Reaktor erzeugten Spaltprodukte verunreinigt ist, effektiv wertlos geworden ist. Für jedes Kilo erzeugten Plutoniums wird ungefähr die gleiche Gewichtsmenge U^{235} in Spaltprodukte umgewandelt (Abschn. 5.2). Das Gewicht der zu entfernenden Spaltprodukte ist klein, aber die Radioaktivität ist extrem hoch. Die gesamte Ausbeute an γ-Energie aus einem Kilo grober Spaltprodukte zu verschiedenen Zeiten nach der Bestrahlung kann nach dem $t^{-1,2}$-Gesetz abgeschätzt werden (Abschn. 13.5). Abb. 93 zeigt, daß die Aktivität für Hunderte von Tagen hoch bleibt. Man kann

die Radioaktivität berechnen unter der Annahme, jedes Teilchen besitze rund 1 MeV, und mit Verwendung der Näherung, ein Röntgen entspreche einem Fluß von ungefähr 1000 γ-Quanten pro cm² sec. Wenn ein Mensch sich in etwa 3 m Entfernung von einem Kilo frischer (0,1 Tag alter) Spaltprodukte befindet, erhält er die letale Dosis ($\simeq$ 450 r) in weniger als 10^{-8} sec.

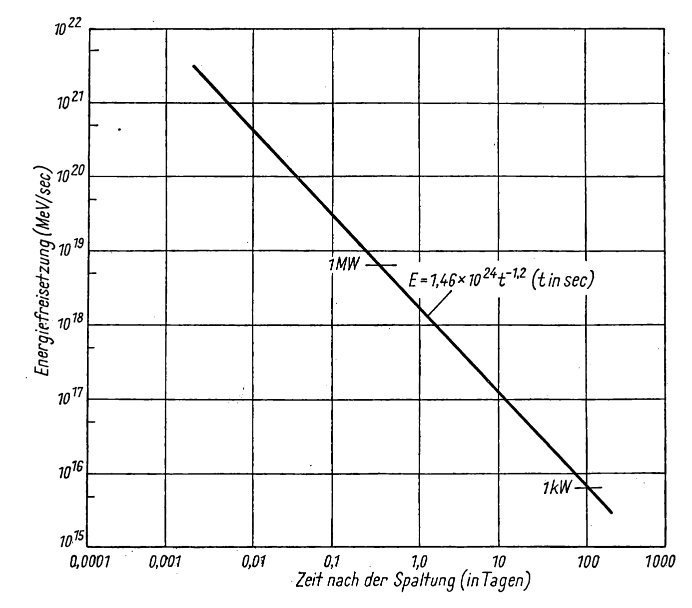


Abb. 93. Rate der Energiefreisetzung von einem $^1/_2$ kg Spaltprodukte
1 MeV/sec = $1{,}6 \cdot 10^{-13}$ Watt

Die chemischen Nebenprodukte der Energieerzeugung in Reaktoren werden, was das Beseitigungsproblem anbelangt, nach dem physikalischen Zustand klassifiziert, also als gasförmig, flüssig oder fest.

15.2 *Gasförmige Abfälle*

Stoffe, die unter Normalbedingungen gasförmig sind, können sehr leicht zu einer atmosphärischen Verseuchung führen. Ein Beispiel, das wir schon weiter oben beschrieben haben (Abschn. 13.4), war das radioaktive Argon A^{41}, das in luftgekühlten Reaktoren erzeugt wird. Die Halbwertzeit von ungefähr zwei Stunden ist so groß, daß zeitweiliges Zurückhalten in Anbetracht der zur Reaktorkühlung erforderlichen Flußraten unpraktisch ist. Daher wird die Luft vor und nach ihrem Durchgang durch den Reaktor gefiltert, um die Teilchen

auszusondern und den größten Teil der Verunreinigung zurückzuhalten, und dann durch große Rohre von 60—90 m Höhe in die Atmosphäre abgelassen.

In Problemen dieser Art spielt die Meteorologie eine wichtige Rolle bei Bestimmung der Sicherheitsbedingungen. Wenn ein starker Wind weht oder eine starke Temperaturabnahme mit steigender Höhe vorhanden ist, tritt sehr schnell eine Zerstreuung der radioaktiven Wolke ein. Verläuft dagegen der Temperaturgradient in der umgekehrten Richtung, so kann die Wolke viele Meilen weit transportiert werden, ohne daß eine wesentliche Zerstreuung stattfindet. Wenn dabei die Temperaturinversion an einer Stelle zusammenbricht, fällt eine große Menge aktiven Materials auf den Erdboden. In der Praxis unterliegen die Wetterbedingungen ständiger Beobachtung, und bei entsprechenden Bedingungen wird der Reaktor gestoppt.

Die übrigen Quellen gasförmiger Abfälle sind mehr konventioneller Art. So erzeugt die mechanische Bearbeitung der Uranerze radioaktiven Staub, und bei der chemischen Bearbeitung entstehen radioaktive Gase und Dämpfe. Zur Reinigung der Luft und damit zum Schutz des Bedienungspersonals und der in der Umgebung wohnenden Bevölkerung benutzt man elektrostatische Abscheider, Filterstationen, Reinigungstürme und ähnliche Anlagen. Wegen seiner großen Halbwertzeit liegt die Gefahr der Uranvergiftung eher auf chemischem als auf radiobiologischem Gebiet.

Die chemische Abtrennung der Spaltprodukte von Uran und Plutonium läuft in den Hanford-Anlagen auf eine Absonderung der aktiven Elemente wie Jod, Strontium, Yttrium, Niob, Ruthenium, Caesium und Cer hinaus. Bei Wetterbedingungen, die zur Ablagerung größerer Mengen radioaktiven Materials an einer Stelle führen könnten, werden diese Arbeiten sofort abgebrochen. Aktivitätsmessungen der Vegitation in der Umgebung von Hanford haben dazu geführt, spezielle Entgiftungsanlagen einzurichten, um die radioaktiven Stoffe schon vorher zu entfernen, bevor sie durch einen hohen Schornstein in die Luft abgelassen werden. In Forschungslaboratorien, in denen radioaktive Gase entstehen, benutzt man vor allem Ventilationsanlagen hoher Geschwindigkeit und Kapazität. Ein großer Teil der Arbeit, bei der schädliche Gase oder schädlicher Rauch entstehen, wird in verschlossenen Kammern ausgeführt, mit Schutzhandschuhen oder mittels Kontrolle aus der Entfernung.

15.3 *Flüssige Abfälle*

Zur Unschädlichmachung flüssiger Abfälle werden zwei verschiedene Methoden benutzt. Die eine ist die Verdünnung, gewöhnlich durch reichliche Mengen von Wasser, und anschließendes Ablassen. Die andere besteht in einer Konzentration auf kleine Volumina und Lagerung. Die Verdünnungsmethode hat den Vorteil, daß die Behandlung auf ein Minimum herabgesetzt ist, aber es besteht die Gefahr einer Verseuchung der Bodenflächen, in die das Wasser abgelassen wird, falls der Verdünnungsfaktor nicht ausreichend ist. Für drei der wichtigsten Isotope wurden folgende Regeln aufgestellt:

1. Radioaktives Jod, J^{131}, kann aus einer Anlage in einen Hauptabzugskanal abgelassen werden, wenn jedes Millicurie mit 1 g Kaliumjodid gemischt wird und wenn die Konzentration im Wasser kleiner ist als 10 μC/l.

2. Radioaktiver Phosphor, P^{32}, kann in einen Abzugskanal abgelassen werden, wenn 10 g/mC einer trägen Phosphorverbindung hinzugefügt werden und die Konzentration im Wasser weniger als 0,1 μC/l ist. Die maximale Aktivität, die pro Woche abgelassen werden darf, beträgt 200 mC.

3. Radioaktiver Kohlenstoff, C^{14}, kann in die Atmosphäre abgelassen werden, wenn die Konzentration geringer als 0,01 μC/l ist und wenn größere radioaktive Teilchen zuvor aus der Luft herausgefiltert worden sind.

Es ist zu bemerken, daß die zulässigen Konzentrationen von der Größenordnung der in Tab. 25 angegebenen Konzentrationen in Luft bzw. im Trinkwasser sind. Die weitere Verdünnung im Abzugssystem ist dabei nicht in Rechnung gestellt. Für die Abführung anderer Isotope, für die keine speziellen Vorschriften existieren, kann man die erlaubten Grenzwerte für Trinkwasser und Luft zugrunde legen.

Das radioaktiv gewordene Kühlwasser des Hanford-Reaktors wird in Behältern zurückgehalten und dann in den Columbiastrom gelassen. Im Fall einer Beschädigung eines Uranmantels, durch die hochaktive Spaltprodukte ins Wasser gelangen können, wird der Abfluß umgelenkt und isoliert gehalten.

In jedem Laboratorium, in dem radioaktive Materialien benutzt werden, bleiben kleine Mengen flüssiger Abfälle zurück. Abfälle bekannter Aktivität werden normalerweise in Spezialbehältern aufbewahrt, so daß die Menge, die in das Drainagesystem gelangt, relativ klein ist und außerdem mit großen Mengen Wasser verdünnt wird. In den großen Anlagen, wie Oak Ridge, Knolls Atomic Power Laboratory, Argonne und Brookhaven, werden jedoch große Mengen radioaktiven Materials produziert. Die Methode, die in Oak Ridge zur Behandlung der Spaltprodukte und des Urans benutzt wird, kann als Musterbeispiel dienen. Abfälle, welche nur Uran enthalten, werden auf bestimmte Zeit gelagert. Andere radioaktive Materialien werden in unlösliche Verbindungen umgewandelt, die sich dann in einer Reihe von Tanks ablagern. Die zurückbleibende Flüssigkeit wird in die unterirdischen Speichertanks geleitet und von dort in den White Oak See entlassen, der noch in dem abgesperrten Gebiet liegt. Dieser wiederum speist das Wassersystem des Tennesseetals. Es werden aber häufig Kontrollen der Vegitation und des Grünfutters in der Umgebung des Sees durchgeführt, um die Stärke der Aktivität zu bestimmen, damit sie nicht den von der Regierungskontrolle festgesetzten Maximalwert überschreitet. Die Messungen zeigen, daß das Niveau unter $5 \cdot 10^{-7}$ μC/cm^3 bleibt; dies ist von der Größenordnung der Aktivität, die infolge der kosmischen Strahlung in Gebirgsgegenden auftritt, und sehr viel geringer als der Gehalt bestimmter Mineralwasser.

Wenn die Verdünnungsmethode wegen der Eigenschaften des betreffenden Isotops unerwünscht ist, wird die Konzentrationsmethode angewandt. Verschiedene Behandlungsweisen sind zur Verringerung des Flüssigkeitsvolumens vorgeschlagen und geprüft worden. Die am meisten angewandten Methoden sind: Verdampfung, Ionenaustausch, Ausfällen, Adsorption und biologische Methoden.

Verdampfung. Dies ist die einfachste und sicherste Methode, um verdünnte flüssige radioaktive Abfälle zu verarbeiten; sie hat jedoch den Nachteil, daß

sie mit hohen Kosten verbunden ist. In Knolls Atomic Power Laboratory wird eine Verdampfungsanlage mit erzwungener Zirkulation und einer Kapazität von fast 1900 l/Std. benutzt. Dieses Verdampfungssystem ist mit einer Schutzvorrichtung gegen Wiederbeladung versehen, um eine Vergiftung des Kondensators zu verhindern. Man erreicht damit Entgiftungsfaktoren von der Größenordnung 10^7 bei gleichzeitiger Volumenverkleinerung um 98 %. (Der Entgiftungsfaktor ist definiert als das Verhältnis der anfänglichen Aktivität pro Milliliter zu der schließlich erreichten Aktivität pro Milliliter.) Die Betriebskosten dieser Einheit bei einer Betriebsrate von rund 380000 l pro Monat belaufen sich auf rund $ 0.036 pro l Abfall.

Diese Behandlungsmethode ist jedoch nicht geeignet für die Konzentrierung von flüchtigen radioaktiven Stoffen in flüssigen Abfällen. Für radioaktives Jod, das in saurer Lösung flüchtig ist, kann die Verdampfung durchgeführt werden, wenn man den Prozeß bei einem hohen p_H-Wert (11 bis 12) verlaufen läßt.

Ionenaustausch. Gewisse feste Harze haben die Eigenschaft, einige ihrer nichtradioaktiven Ionen gegen radioaktive Isotope auszutauschen, wenn die entsprechende wäßrige Lösung durch ein fein zerteiltes Harz fließt. Solche Harze werden benutzt, um die Aktivität großer Wassermengen zu verringern, die sehr kleine Mengen radioaktiver Ionen enthalten. (Wenn die Lösung sowohl radioaktive Kationen als auch Anionen enthält, können sie entfernt werden, indem man die Lösung zuerst durch einen Kationenaustauscher und dann durch einen Anionenaustauscher fließen läßt, oder indem man die Lösung durch einen einzigen Austauscher fließen läßt, der sowohl Kationen als auch Anionen austauschende Harze enthält.) Wenn der Austauscher leer gepumpt ist, können die radioaktiven Ionen durch Regeneration entfernt werden, was eine konzentrierte Lösung der radioaktiven Ionen ergibt. Wenn der Austauscher nicht regeneriert werden kann, wird das Harz am besten verbrannt, wobei ein kleines Volumen radioaktiver Asche übrigbleibt, das leicht zu beseitigen ist.

Wenn die zu behandelnde Lösung Öl, Seifen, Fette oder Niederschläge enthält, besteht die Gefahr, daß sie das Harz verstopfen oder überziehen und so den Ionenaustausch verhindern. In Knolls Atomic Power Laboratory in Dowex wurden fünfzig verschiedene Harze benutzt, um Cer aus einer zweiprozentigen Lösung von Cerchlorid bei Anwesenheit von Seife, organischer Lösungsmittel und Öl zu entfernen. Trotz dieser Substanzen war der Entgiftungsfaktor größer als 10^5.

Die Lösungen können Phosphate, Zitrate, Tartrate oder andere Verbindungen enthalten, welche Komplexe mit den radioaktiven Elementen bilden. Wenn diese Komplexe Ionen sind, können sie durch Ionenaustausch entfernt werden, aber neutrale nichtionisierte Molekülkomplexe werden nicht entfernt. Ein Teil der neutralen Komplexe sind jedoch instabil und können in Ionen aufgespalten werden, wenn man ein bestimmtes Reagenz hinzufügt. Einige andere Komplexe sind nur in einem begrenzten Bereich des Säuregrades beständig und können daher gespalten werden, indem man den p_H-Wert der Lösung ändert.

Ausfällen. Um radioaktive Isotope aus großen Wassermengen zu entfernen, kann man die üblichen Verfahren benutzen. Zum Ausfällen z. B. verwendet man Chemikalien wie Aluminiumsulfat, Ferrichlorid und Natriumphosphat plus Kalziumhydroxyd zu Wasser. Diese Stoffe rufen eine Koagulierung des Materials zu kleinen Klümpchen hervor, welche dann aussedimentiert werden können. Der Rest wird gefiltert, um die kleineren nicht ausfällbaren Teilchen zu entfernen, Ferrichlorid ist hierbei dem Aluminiumsulfat überlegen, wenn es sich um Ausfällung von Plutonium handelt. Die Phosphatausfällung bei einem hohen p_H-Wert ist wirksamer als die mit Aluminiumsulfat oder mit Ferrichlorid. Die Wirksamkeit der Ausfällmethode hängt von dem jeweiligen radioaktiven Element ab. Aus einer Mischung mit Spaltprodukten können ungefähr 70 % des radioaktiven Materials durch Koagulation, Sedimentation und Filtration entfernt werden.

Adsorption. Einige Materialien wie aktive Kohle, aktives Kieselgur, Ton, Celit, Kaolin und Bimsstein, die alle eine sehr große Oberfläche pro Volumeneinheit besitzen, haben die Tendenz, an ihrer Oberfläche gewisse Moleküle und Ionen zu adsorbieren. Diese Erscheinung hat man ebenfalls zur Entfernung radioaktiver Stoffe aus Lösungen benutzt. Aktive Kohle ist dafür am geeignetsten, da sie den zusätzlichen Vorteil besitzt, daß man sie verbrennen kann, wobei die adsorbierten Substanzen in der Asche konzentriert werden.

Die Adsorbenten können sowohl allein verwandt werden wie auch zusammen mit dem Mittel, das die Koagulation beim Ausfällen bewirkt. Im Oak Ridge National Laboratory z. B. verwendet man für die Koagulation Ton zusammen mit einem Phosphat; auf diese Weise, zusammen mit Sedimentation und Filtration, konnte die Radioaktivität einer Mischung von Spaltprodukten zu 99 % beseitigt werden. Die Ausfällmethode entfernt nur sehr wenig radioaktives J^{131}, aber die Zugabe von aktiver Kohle entfernt 26 % des Jods.

Biologische Methoden. Die Verwendung von aktivem Schlamm ist besonders geeignet zur Entfernung radioaktiver Stoffe aus verdünnten Lösungen. Es handelt sich dabei um eine biochemische Oxydation durch massive Kolonien lebender Bakterien, die im Schlamm enthalten sind. Die Bakterien bilden eine gelatineartige Masse in Form eines Gitters mit sehr großen Oberflächen, die in der Lage sind, radioaktive Stoffe zu adsorbieren. Nahrung in Form von Abwässern muß zugeführt werden, um die Bakterienkolonien zu erhalten. In Los Alamos wurden 95 % eines langlebigen α-Strahlers mit Konzentrationen bis zu 1,4 μg/l erfolgreich durch das Verfahren mit aktivem Schlamm entfernt.

Das biologische Rieselfilter ist dem Verfahren mit aktivem Schlamm insofern sehr ähnlich, als Bakterienkolonien in einem Filtermittel aus Gestein oder grobem Kies angesiedelt werden. Diese Methode ist besonders geeignet bei radioaktiven Abfällen, die größere Mengen von schäumenden Stoffen, wie Seife, enthalten, da bei ihr keine besondere Durchlüftung erforderlich ist wie bei dem Verfahren mit aktivem Schlamm. Das Rieselfilter wurde in Los Alamos zur Beseitigung von Plutonium aus Wäschereiabfällen verwandt.

Bei allen diesen Prozessen ist eine Fernsteuerung notwendig, was den Umfang der technologischen Probleme um ein vielfaches vermehrt. Reparaturen und Austausch von Einzelteilen müssen sowohl bequem als auch mit Sicherheit vorgenommen werden können.

15.4 *Feste Abfälle*

Quellen fester radioaktiver Stoffe sind z. B. vergiftete Kleidung, Abfälle, biologische Exemplare, Schrottmetalle und ausrangierte Anlagen, einschließlich Konstruktionsmaterialien der Gebäude. Flüssige Abfälle, die bis zur völligen Trockenheit verdampft sind, und die Sedimente von Fällungsprozessen liefern zusätzliche Quellen. Eine Behandlungsart besteht in der Veraschung in einem abgeschlossenen zyklischen System und anschließendem Vergraben der Asche. Nichtbrennbare Stoffe müssen direkt vergraben werden. Eine lange Diskussion hat es über das Problem gegeben, ob man eine „adäquate" Lagerung erreichen kann. Radioaktive Substanzen, die in isolierten bewachten Gewölben vergraben werden, scheinen für einige Jahre sehr sicher zu liegen, aber die Natur des radioaktiven Zerfalls bringt es mit sich, daß für Hunderte oder sogar Tausende von Jahren ein Schutz garantiert sein muß.

Eine der Empfehlungen der Atomenergiekommission vom Jahre 1948 bestand darin, die Isotope auf einem Grundstück einzugraben, das dem Benutzer des Isotops gehört, und zwar mit einer minimalen Tiefe von 1,5 m, und das radioaktive mit einem trägen Isotop des gleichen Elements zu verdünnen. Der Verdünnungsgrad muß so sein, daß weniger als 4,15 erg/g pro Tag freigesetzt werden. Zur Veranschaulichung wollen wir die Natriummenge bestimmen, die erforderlich ist, um ein Millicurie Na^{24} (Zerfallskonstante $1{,}29 \cdot 10^{-5}\,\mathrm{sec}^{-1}$, Gesamtenergie 5,5 MeV) zu mischen. M sei die erforderliche Gewichtsmenge des trägen Materials, A die Aktivität und E die Energie pro Zerfall. Die Energiefreisetzung pro Tag und Gramm der neuen Mischung ist dann gleich

$$4{,}15\ \mathrm{erg/g\ Tag} = \frac{A\,(\mathrm{Zerfallsakte/sec})\,E\,(\mathrm{erg/Zerfallsakt})\ 8{,}6\cdot 10^{4}\,(\mathrm{sec/Tag})}{M\,(\mathrm{g})}.$$

Mit $A = 3{,}7 \cdot 10^{7}$ Zerfallsakte/sec und $E = 8{,}8 \cdot 10^{-6}$ erg/Zerfallsakte erhalten wir $M = 6750$ kg. Aus dieser Zahl wird ersichtlich, daß es unpraktisch ist, radioaktive Mengen größer als einige Mikrocuries zu vergraben. Die andere Methode besteht darin, das radioaktive Material in gut verschlossenen Behältern aufzubewahren. Für die Lagerung der Behälter sind viele Vorschläge gemacht worden wie etwa der, ein großes Gebiet mitten in einer Wüste dafür bereitzustellen, oder Behälter, die für lange Zeit unbeschädigt bleiben, ins Meer zu versenken. Die letztere Methode ist von der Universität von Kalifornien benutzt worden. Die Abfälle wurden mit Zement gemischt, in Öltrommeln eingeschlossen und 30 Meilen von der Küste entfernt in den Ozean geworfen. Die Gefahr, die dann natürlich immer noch besteht, ist die, daß Seepflanzen und Seetiere das aktive Material in ihrem Körper anreichern, und die Radioaktivität schließlich in der Fischnahrung wiedererscheinen kann.

15.5 *Entgiftung*

Gegenstände und Flächen, die durch radioaktive Substanzen verseucht worden sind, können durch konventionelle Methoden und Verfahren entgiftet oder gereinigt werden. Die Radioaktivität braucht nicht vollständig entfernt zu werden, sondern nur auf ein Niveau herabgesetzt zu werden, das die Sicherheit für das Arbeitspersonal in der Umgebung garantiert. Wenn ökonomisch durchführbar, wird eine Entgiftung angestrebt, welche den betreffenden Teil der Anlage gebrauchsfähig erhält.

Die gebräuchlichsten Methoden der Entgiftung von Oberflächen sind Vakuumreinigung, Abschleifen sowie Waschen mit Wasser, Dampf, Reinigungsmittel, komplexen Wirkstoffen, organischen Lösungsmitteln, Säuren und Ätzmitteln. Nachdem die Aktivität des Gegenstandes durch Säuberung und natürlichen Zerfall verringert worden ist, kann die restliche Radioaktivität unschädlich gemacht werden, indem man die Oberfläche des Gegenstandes mit einem semipermanenten Material überzieht. Für Straßen und ebene Flächen kann Asphalt verwandt werden, für Gebäude und kleine Objekte Farbe und Kunststoffe und Mörtel für Betonoberflächen.

Das Problem der Entgiftung kann durch die Wahl von Konstruktionsmaterialien bzw. Anstrichen, die sich leicht reinigen lassen, erheblich vereinfacht werden. Die Oberflächenschichten müssen glatt sein und dürfen keine Poren haben, außerdem müssen sie eine hohe Widerstandsfähigkeit gegen Korrosion und Hitze haben. Das U. S. Naval Radiological Defense Laboratory hat eine Zusammenstellung herausgegeben, in der die verschiedenen Methoden zur Entgiftung von Farbanstrichen, Asphalt, Beton, Ziegel, Fliesen, Holz und Erdboden erfaßt sind.[1])

Es gibt mehrere Methoden, eine Entgiftung durchzuführen in Fällen, in denen die Aktivität zu groß geworden ist. Eine naheliegende „Methode" die viel Arbeit spart, besteht darin, das betreffende Gerät einfach fortzuwerfen, wenn es nicht mehr verwendungsfähig ist. Dies ist erforderlich, wenn es sich um ein schwer zu reinigendes Gerät handelt, aber auch im Fall langer Rohre, die an der Innenseite vergiftet sind. Ein solches Verfahren ist zwar kostspielig, jedoch die Entgiftungsarbeiten können noch teurer als das Gerät selbst sein. In vielen Atomenergieanlagen gibt es große „Friedhöfe" vergifteter Geräte, die verschiedene Grade der Aktivität enthalten, die einen gefährlich hoch, andere ungefährlich, jedoch mit einer Strahlung behaftet, welche kostspielige Störungen verursachen würde, wenn die Materialien ihren Weg in kommerzielle Kanäle finden würden, wie etwa in die photographische Industrie.

Eine andere Möglichkeit besteht darin, kontrollierte mechanische Roboter zu konstruieren, die das Waschen, Scheuern und Spülen ausführen, das man bei geringer Aktivität manuell erledigen würde. Solche Roboter sind jedoch teuer sowohl in der Herstellung wie in Wartung und Betrieb.

Eine dritte Methode, die jedoch eine sorgfältige Vorbereitung erfordert, besteht darin, die Vorrichtungen für die Entgiftung in das Gerät einzubauen.

[1]) Siehe Nucleonics, November 1951.

Ein einfaches Beispiel wäre die Anbringung von Extraleitungen für die Zuführung von Säure, Wasser usw. und zur Drainage. Bevor der Apparat ersetzt oder repariert wird, können wiederholte Entgiftungen „am Platze" vorgenommen werden.

Trotz der relativen Neuheit dieses ganzen Problemkreises und der ungeheuren Mengen radioaktiven Materials, die plötzlich beim Atomenergieprojekt bewältigt werden mußten, wurde die Situation gemeistert. Es ist ermutigend, daß mit dem Wachstum des Problems der Abfallvernichtung auch die Anstrengungen zu seiner Lösung in gleichem Maße zunehmen.

Literatur

Symposium on Radioactive Wastes, Ind. Eng. Chem. *43*, 1499, 1951. Neun zusammenfassende Arbeiten über verschiedene Methoden zur Verarbeitung von Abfällen.

Handling Radioactive Wastes in the Atomic Energy Program, Washington, D. C.: Atomic Energy Commission, U. S. Government Printing Office, August 1951.

STRAUB, C. P., R. J. MORTON und O. R. PLACAK, *Studies on Removal of Radioactive Contaminants from Water*, J. Am. Water Works Assoc. *43*, 773, 1951.

RUCHHOFT, C. C., *The Possibilities of Disposal of Radioactive Wastes by Biological Treatment Methods*, Sewage and Ind. Wastes *21*, 877, 1949.

STRAUB, C. P., *Removal of Radioactive Waste from Water*, Nucleonics, Januar 1952, S. 40.

BEERS, N. R., *Stack Meteorology and Atmospheric Disposal of radioactive Waste*, Nucleonics, April 1949, S. 28.

TOMPKINS, P. C., und O. M. BIZZELL, *Working Surfaces for Radiochemical Laboratories — Glass, Stainless Steel and Lead*, Ind. Eng. Chem. *42*, 1469, 1950.

TOMPKINS, P. C., O. M. BIZZELL und C. D. WATSON, *Working Surfaces for Radiochemical Laboratories — Paints, Plastics and Floor Materials*, Ind. Eng. Chem. *42*, 1475, 1950.

Decontamination Chart — U. S. Naval Radiological Defense Laboratory, Nucleonics, November 1951.

NEWELL, J. F., und C. W. CHRISTENSON, *Radioactive Waste Disposal*, Sewage and Ind. Wastes, Juli 1951.

Radioactive Waste Disposal, A Bibliography of Unclassified Literature, TID-375. Oak Ridge: Technical Information Service, AEC, August 1950.

Zusatz bei der deutschen Ausgabe

Radioactive Waste Processing and Disposal, A Bibliography of Selected Report Literature, USAEC-Report TID-3311, Juni 1958.

KAPITEL XVI

KONTROLL- UND REGELINSTRUMENTE[1])

Entwurf, Konstruktion und Instandhaltung von Strahlungsdetektoren und der zugehörigen elektrischen Geräte sind für die Kerntechnik ebenso wichtig wie der Entwurf und Betrieb von Reaktoren. Es müssen nicht nur genaue und zuverlässige Instrumente zur Kontrolle des Neutronenflusses und zur Regelung des Reaktors vorhanden sein, sondern es müssen auch große Mengen von Detektoren installiert werden zur Überwachung der Strahlung im Reaktorraum und in den angeschlossenen Laboratorien.

In diesem Kapitel wollen wir uns auf die mehr elementaren, qualitativen Gesichtspunkte der Instrumentation beschränken. Im Vordergrund stehen Instrumente zur Registrierung von Neutronen und Einrichtungen, die eine sichere Reaktorregelung gewährleisten. Ein vollständiges Verständnis der im folgenden gegebenen Schaltungsdiagramme setzt natürlich ein Studium der Elektronik voraus; wir hoffen jedoch, daß auch der Nichtspezialist auf diesem Gebiet aus unserer Diskussion ein gewisses Verständnis der Funktionen erlangen wird, welche die Kontroll- und Regelsysteme ausüben, während der Spezialist vielleicht neue Anwendungen und neue Anforderungen an die Grundinstrumente kennenlernen wird.

16.1 *Detektortypen*

Der Grundprozeß bei den meisten Detektoren für geladene Teilchen ist die Ionisation. Wir betrachten eine Ionisationskammer, bestehend aus zwei dünnen parallelen Metallelektroden, die in eine gasgefüllte Kammer eingeschlossen sind und an die eine hohe Potentialdifferenz gelegt ist (Abb. 94). Tritt ein Strom geladener Teilchen hoher Geschwindigkeit oder ein γ-Strahl in den Raum zwischen den Elektroden ein, so wird das Gas ionisiert und Elektronen und positiv geladene Ionen werden durch das elektrische Feld zu der entsprechenden Elektrode abgesaugt. Das dadurch bewirkte Absinken der Potentialdifferenz bzw. die durch den Strom bewirkte Potentialdifferenz am Widerstand dient als Signal, das zum Registriergerät geschickt wird.

Ionisationskammern sind besonders zweckmäßig, wenn man es mit dauernden starken Strömen von γ-Strahlen oder stark ionisierenden schweren

---

[1]) Mit besonderem Dank erkennen wir die Ratschläge an, die JOSEPH LUNDHOLM, JR., uns zu Teilen dieses Kapitels erteilt hat.

Teilchen zu tun hat, die individuelle Impulse erzeugen. Für die verschiedenen Verwendungszwecke sind verschiedene Ionisationskammern mit speziellen Anordnungen der Elektroden, speziellen Gasen, Drucken und Potentialen entwickelt worden. Wir werden nur die Hauptzüge einiger dieser Detektoren aufzählen.

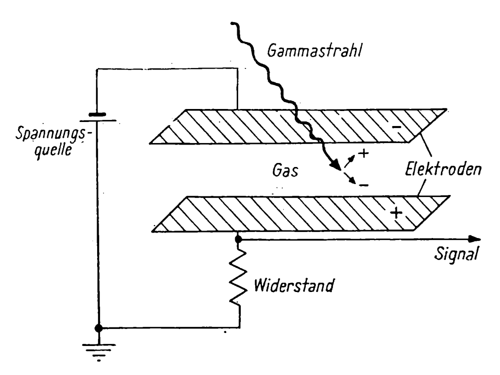


Abb. 94. Detektorprinzip

Beim *Proportionalzähler* benutzt man die Fähigkeit der primär erzeugten Ionen, weitere Ionisationen hervorzurufen, falls die angelegte Potentialdifferenz dazu ausreicht. Die positive Elektrode (Anode) besteht dabei aus einem dünnen Draht, während die Kathode als konzentrischer Zylinder angeordnet ist. In der Umgebung des Drahtes ist das elektrische Feld sehr stark, so daß hier die Elektronen eine Ionisationslawine hervorrufen, die als Stromimpuls registriert wird. Die Stärke des Impulses ist proportional zur Größe der Ionisation, und daher können hochionisierende Teilchen, wie α-Teilchen oder Spaltprodukte, von schwächer ionisierenden Teilchen, wie γ-Quanten, unterschieden werden. Die Zeit, die bis zur vollständigen Absaugung der entstandenen Elektronen vergeht und die der Zähler braucht, um wieder zählbereit zu sein, ist von der Größenordnung 100 μsec. Diese sogenannte „Totzeit“, innerhalb der kein weiteres einfallendes Teilchen registriert werden kann, stellt jedoch keine ernsthafte Einschränkung dar, da die Schaltung normalerweise sowieso nicht mehr als 10^4 aufeinander folgende Teilchen pro Sekunde zählen kann. Zudem lassen sich statistische Effekte, wie sie bei Koinzidenzen eine Rolle spielen, leicht durch Korrektur berücksichtigen.

Die Anordnung der Elektroden im GEIGER-MÜLLER-Zähler (G-M) ist der im Proportionalzähler sehr ähnlich. Dagegen ist die Potentialdifferenz zwischen den Elektroden wesentlich größer, so daß ein einfallendes Teilchen eine Gasentladung auslöst, die unabhängig von der Ionisationsfähigkeit des Primärteilchens ist. Als negative Elektrode kann man einen sehr dünnwandigen Glaszylinder benutzen, der mit einer dünnen Metallschicht bedeckt ist, oder

man setzt in die Kathode ein Glimmerfenster ein, das dünn genug ist, um den Durchtritt von β-Teilchen zu gestatten. Als Gas für das Zählrohr verwendet man z. B. Argon mit Zusätzen von Alkoholdampf, um die Entladung schnell genug abbrechen zu lassen, was man „Löschen" nennt. Durch Spezialkonstruktion können G-M-Rohre empfindlich genug gemacht werden, um auch γ-Strahlen anzuzeigen. In diesem Fall wird die Entladung nicht durch die im Gas freigesetzten Elektronen ausgelöst, sondern durch die aus der Metallkathode durch den photoelektrischen Effekt der γ-Strahlen herausgeschlagenen Photoelektronen.

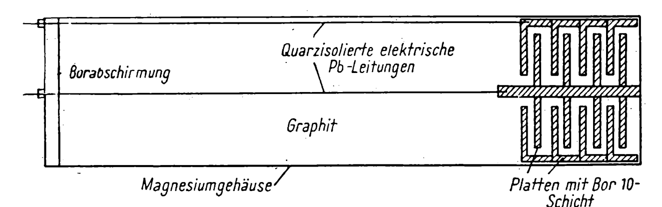


Abb. 95. Ionisationskammer mit parallelen Kreisplatten zum Nachweis von Neutronen

Es bleibt noch die Frage zu beantworten, ob und wie man Neutronen mit einer Ionisationskammer nachweisen kann. Da ein Neutron keine elektrische Ladung besitzt und daher keine direkte Ionisation hervorrufen kann, muß man eine Art Zwischenstufe einführen. Man kann z. B. die Ionisationskammer mit Bortrifluoridgas, BF_3, füllen. Langsame Neutronen werden vom Bor absorbiert, insbesondere vom Isotop B^{10}, und es findet folgende Kernreaktion statt:

$$_0n^1 + _5B^{10} \rightarrow _2He^4 + _3Li^7.$$

Das dabei emittierte α-Teilchen löst die notwendige Ionisation aus. Der Wirkungsgrad eines solchen Detektors für thermische Neutronen ist sehr hoch dank des großen Absorptionsquerschnitts von Bor. Da Bor ein $1/v$-Absorber ist, wird jedoch sein Wirkungsquerschnitt zu gering für einen ausreichenden Nachweis schneller Neutronen.

Eine andere Möglichkeit zum Nachweis von Neutronen besteht darin, die inneren Oberflächen der Elektroden einer Ionisationskammer mit gewöhnlichem Bor oder B^{10} zu belegen. Neutronen, die in dieser Belegung absorbiert werden, setzen α-Teilchen frei, welche die Ionisierung auslösen. Ein wirkungsvolles Gerät, das mit „PCP" (parallele Kreisplatten) bezeichnet wird, ist sowohl für Neutronen als auch γ-Quanten empfindlich. Es besteht aus mehreren kreisförmigen Metallplatten, die mit B^{10} überzogen und axial auf einem isolierenden zentralen Stab aufgereiht sind (Abb. 95). Das Potential der alternierenden Platten ist das gleiche, wodurch das System effektiv einer großen Kammer mit zwei großen parallelen Platten gleich wird. Durch Verwendung eines kleinen Kammervolumens (bei großer effektiver Plattenoberfläche) wird die Empfindlichkeit gegen γ-Strahlen relativ klein gemacht.

Die *Spaltungskammer* ist eine Ionisationskammer, die im Proportionalitätsbereich betrieben wird, und zwar mit einer Schicht von gereinigtem U^{235} auf den Elektrodenoberflächen. Thermische Neutronen werden stark absorbiert, und die energiereichen Spaltprodukte rufen die Ionisationen hervor, welche die Streuimpulse auslösen. Eine typische Spaltungskammer besteht z. B. aus einem kleinen Nickelrohr von ungefähr 10 cm Länge und 1,9 cm

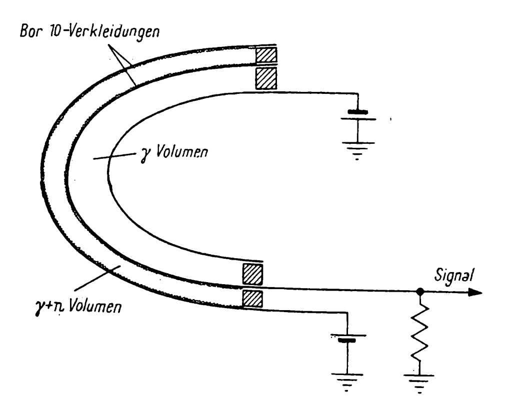


Abb. 96. Ionisationskammer mit γ-Strahlenkompensation (schematischer Schnitt durch den Zylinder)

Durchmesser. Der Überzug aus U^{235} wird galvanisch auf der Innenfläche des Rohres angebracht. Die Kollektorelektrode besteht aus einem dünnen axialen Stab von etwa 0,3 cm Stärke. Hoch gereinigtes Argon fließt langsam, aber stetig durch das Rohr. Es muß sauerstofffreies Argon benutzt werden wegen der hohen Affinität freier Elektronen für Sauerstoffmoleküle. Wenn die thermische Komponente des Strahls durch eine Bor- oder Kadmiumabschirmung ausgefiltert ist, kann zum Zählen schneller Neutronen natürliches Uran oder an U^{235} verarmtes Uran benutzt werden. Es können jedoch damit nur Neutronen über 1 MeV wirklich nachgewiesen werden, da die untere Grenzenergie für „schnelle" Spaltung von U^{238} bei 1 MeV liegt.

Schnelle Neutronen können auch durch einen Proportionalzähler nachgewiesen werden, der mit Wasserstoffgas oder einem Kohlenwasserstoff wie Methan angefüllt ist. Die Neutronen geben einen großen Teil ihrer Energie an die Wasserstoffatome ab, die als Protonen davonfliegen, ionisieren und so die Elektronenlawine erzeugen. Eine zweckmäßige Methode zur Messung von Neutronenenergien besteht darin, dünne Paraffin- oder Polyäthylenfenster mit einem Strahl schneller Neutronen zu beschießen. Die Rückstoßprotonen, die das Rohr durchqueren, können entsprechend ihrer Richtung und Reichweite unterschieden werden.

Die Strahlung, der ein Detektor innerhalb oder in der Nähe eines Reaktors ausgesetzt ist, besteht aus Neutronen und γ-Strahlen. Ein großer Bruchteil der letztgenannten entsteht beim Zerfall der Spaltprodukte, die sich im Laufe der Zeit ansammeln. Daher ist deren Messung zur Anzeige des Leistungsniveaus eines Reaktors ungeeignet. Die *differentielle Ionisationskammer* (Abb. 96), die z. B. beim Raleigh-Reaktor benutzt wird, dient dazu, die Neutronenkomponente allein zu messen. Von den zwei Teilrohren ist das eine innen mit Bor überzogen, so daß es sowohl auf Neutronen als auch auf γ-Strahlen anspricht, das andere ist nicht überzogen, so daß es nur auf γ-Strahlen reagiert. Mit der in Abb. 96 skizzierten Schaltung wird die Stromdifferenz durch die beiden Gebiete, d. h. der Strom infolge der Neutronen allein, beobachtet. Das Volumenverhältnis ist regelbar, um die richtige Kompensation für die γ-Strahlen zu erhalten.

Die Methode, mit der die α-Teilchen bei den RUTHERFORDschen Streuversuchen nachgewiesen wurden (Abschn. 1.2), bestand in der Beobachtung der Lichtblitze auf einem Zinksulfidschirm. Der *Szintillationszähler* stellt ein Gerät dar, welches solche Blitze elektronisch registriert. Chemische Verbindungen wie Naphthalin, Anthrazen und Scheelit ($CaWO_4$) werden zum Nachweis von β-Teilchen und γ-Strahlen benutzt. Das Fluoreszenzlicht des kristallinen Materials läßt man auf die lichtempfindliche Schicht eines Sekundärelektronenvervielfachers fallen. Solche Rohre sind spezialisierte Formen von Photozellen (Abschn. 1.2), die auch noch für sehr kleine Lichtsignale empfindlich sind. Neutronen können durch die Rückstoßprotonen im Anthrazen nachgewiesen werden; langsame Neutronen weist man durch die Sekundärreaktionen in bor- und lithiumhaltigen Leuchtstoffen nach. Der besondere Vorzug von Szintillationszählern gegenüber G-M-Rohren besteht darin, daß die Totzeit praktisch gleich null ist, da die Fluoreszenz ein Prozeß ist, der sich an einzelnen Atomen abspielt. Die Lebensdauer eines angeregten Atomzustandes beträgt nur rund 10^{-8} sec.

16.2 *Elektronische Geräte*

Die Aufgabe der elektrischen Geräte, die an die Teilchendetektoren angeschlossen werden, besteht darin, die genaue Wiedergabe des zeitlichen Verlaufes der jeweiligen Strahlungsintensitäten auf Anzeige- oder Schreibgeräten zu ermöglichen. Wir werden zunächst die wichtigsten Komponenten solcher Geräte und ihre Arbeitsprinzipien gesondert besprechen. In Abschn. 16.3 werden wir dann die Anordnungen behandeln, die aus mehreren solcher Komponenten und einem Detektor bestehen.

Impulsvervielfacher. Das Spannungssignal von einem Zählgerät, etwa einer Spaltungskammer, ist sehr niedrig, von der Größenordnung einiger Zehntel Millivolt. Wenn man ein mechanisches Registriergerät benutzen will, um die Impulse zu zählen, ist eine beträchtliche Spannungsverstärkung erforderlich. Der Hauptkreis einer typischen Vervielfacherstufe ist in Abb. 97 gezeigt. Ein Elektronenschwarm, der zur Anode des Detektors hin abgesaugt wird, setzt deren Potential herab und gibt somit einen negativen Impuls. Die

daraus folgende Änderung des Gitterpotentials der Vakuumröhre führt zu einem verstärkten Impuls im Anodenkreis der Röhre. Viele solche Verstärkerstufen in Reihe geschaltet liefern die erforderliche Verstärkung.

Kathodenverstärker. Die meisten bei der Reaktorforschung verwendeten Detektoren befinden sich in einiger Entfernung von den Vervielfachern und den Anzeige- oder Registriergeräten. Dies bedeutet, daß die resultierenden Impulse über ein langes koaxiales Kabel geleitet werden müssen. Solch ein Kabel besitzt eine über seine ganze Länge verteilte Eigenkapazität, welche sehr schnell aufgeladen werden muß, wenn Impulse sehr kurzer Dauer ihre Höhe und Form beibehalten sollen.

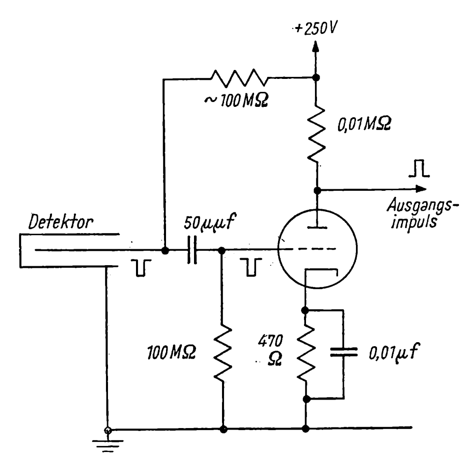


Abb. 97. Einröhrenverstärker

Wenn die Amplitude der Detektorimpulse groß genug ist, kann man einen einfachen Kathodenverstärker verwenden, der sich am Detektor befindet, um das koaxiale Kabel zu speisen. Er besteht aus einem Kreis mit einer Röhre und einem Widerstand, der zwischen Kathode und Erde geschaltet ist; die Elektrodenspannung wird direkt an die Elektroden gelegt ohne den üblichen Widerstand. Obwohl der Verstärkungsfaktor eines Kathodenverstärkerkreises etwas kleiner als 1 ist, beträgt seine Ausgangsimpedanz nur einige Hundert Ohm. Dadurch wird eine Quelle mit niedriger Impedanz geschaffen, welche die notwendige Leistung abgeben kann, um ein langes koaxiales Kabel schnell aufzuladen.

Wenn der Impuls, der vom Detektor (etwa einer Spaltungskammer oder einem B^{10}-Detektor für thermische Neutronen) erzeugt wird, keine ausreichende Amplitude hat, um direkt auf den Hauptverstärker gegeben werden zu können, ist es im allgemeinen angebracht, einen *Vorverstärker* zu verwenden. Dieser befindet sich gleich beim Detektor, um den notwendigen

zusätzlichen Verstärkungsfaktor von ungefähr 20 zu erreichen. Der Vorverstärker besteht aus zwei Verstärkerstufen der Art, wie sie eben beschrieben wurden, und speist den Kathodenverstärkerkreis.

Um die Charakteristiken dieses Vorverstärkers sowie aller übrigen zur Zählung von Impulsen benutzten Verstärker zu verbessern, ist es üblich, eine *inverse Rückkopplungsstabilisierung* vom Ausgang des Kathodenverstärkers zur ersten Verstärkerstufe zu verwenden. Das Rückkopplungsprinzip läßt sich wie folgt erklären. Eine Spannung, proportional zum Ausgangssignal eines Verstärkerkreises, wird mit der Eingangsspannung rückgekoppelt. Inverse Rückkopplung, bei der das zurückgeführte Signal das Eingangssignal zu verringern sucht, dient dazu, Nichtlinearitäten zu korrigieren, bestimmte

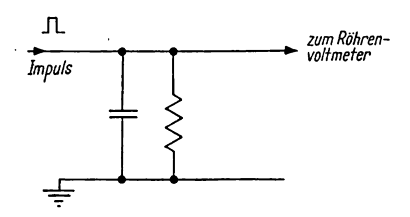


Abb. 98. Integrationskreis eines Integrationszählers

Arten elektrischen Rauschens zu vermindern und allgemein den Kreis gegen Leistungsschwankungen und Alterungserscheinungen der Röhre zu stabilisieren. Im Vorverstärker wird durch die inverse Rückkopplung eine Verbesserung der Frequenzwiedergabe erreicht, wodurch die Form der Spannungsimpulse genauer erhalten bleibt.

Untersetzerstufe. Die Aufgabe dieses Kreises besteht darin, eine große Anzahl von Impulsen in eine kleine Anzahl von Signalen umzuwandeln, welche als treues Maß der Originalimpulse dienen. Ein relativ langsames mechanisches Registriergerät kann nicht Schritt halten mit einer Zählrate von der Größenordnung 1000/sec. Die Grundeinheit einer Untersetzerstufe besteht aus zwei Vakuumröhren, die so gekoppelt sind, daß nur jeder zweite Impuls vom Detektor übertragen wird. Bei zwei hintereinander geschalteten Untersetzerstufen wird nur jeder vierte Impuls registriert, bei dreien jeder achte, usw. Untersetzer mit 5, 6 oder 7 Stufen sind allgemein gebräuchlich.

Integrationszähler. Anstatt die einzelnen Impulse zu zählen, ist es oft wünschenswert, ein Signal zu erhalten, das proportional zur Anzahl der Impulse pro Zeiteinheit ist, gemittelt über eine Periode, welche relativ lang ist gegen die Zeit zwischen den einzelnen Impulsen. Dies erreicht man, indem man aufeinanderfolgende Spannungsimpulse einen Kondensator aufladen läßt (Abb. 98). Die Stufe, die dem Kondensator vorangeht, dient dazu, Impulse von willkürlicher Form und Größe in solche umzuwandeln, die eine bestimmte Menge elektrischer Ladung liefern. Der Stromabfluß durch einen Shuntwiderstand zur Erdung und der dadurch erzeugte Spannungsabfall sind ein

Maß für die Zählrate. Ein Röhrenvoltmeter kann benutzt werden, um das mittlere Potential zu messen.

Ein Integrationszähler ist erforderlich, um aus den Impulskreisen geeignete Signalspannungen zu erhalten, mit denen sich die *Auslöserkreise* eines Reaktors betätigen lassen. Wenn das Leistungsniveau einen vorher festgelegten Wert überschreitet und die Zählrate zu groß wird, werden die Abschaltvorrichtungen des Reaktors in Betrieb gesetzt.

Logarithmische Verstärker. Wie in Kap. VIII gezeigt wurde, steigt bei einem Reaktor mit $\delta k \geq 0{,}00755$ die Neutronendichte und damit die Leistung in sehr kurzen Zeiten um den Faktor von Hunderten und Tausenden. Sogar

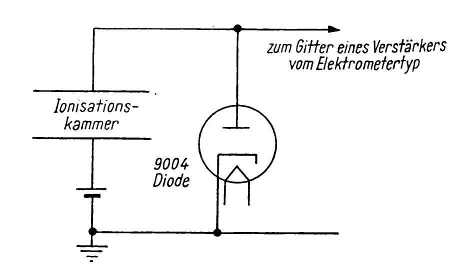


Abb. 99. Eingangskreis eines logarithmischen Verstärkers. Die Diode wird als Gitterwiderstand benutzt

beim normalen Start steigt das Leistungsniveau von der Größenordnung einiger Watt auf Hunderte von Kilowatt. Ein Meßgerät mit linearer Skala kann solche Änderungen nicht mit überall gleicher Empfindlichkeit bewältigen. Um diese Schwierigkeit zu überwinden, benutzt man eine Eigenschaft des Elektronenstroms in Vakuumröhren. Eine Diodenröhre stellt die Hauptkomponente eines logarithmischen Verstärkers dar, dessen Ausgangsspannung proportional zum Logarithmus des Eingangsstromes ist. Die Elektronen, die von einer geheizten Kathode emittiert werden, kann man näherungsweise durch eine MAXWELL-Verteilung beschreiben — die mit hoher Geschwindigkeit den Zwischenraum zwischen Kathode und Anode im Vakuumrohr auch bei einer Gegenspannung überwinden. Der Bruchteil, dem dies gelingt, ist gegeben durch $e^{(-Ve/kT)}$, wo V die Potentialdifferenz zwischen den Elektroden ist und T die Kathoden- (und Elektronen-)Temperatur. Der Strom ist daher gegeben durch

$$\frac{I}{I_0} = e^{-\frac{Ve}{kT}} \quad \text{d. h.} \quad V \sim -\ln I \sim -\log I .$$

Eine Diode, welche diesem Gesetz gehorcht, kann als Gitterwiderstand eines Kreises benutzt werden, der kleine Ströme mißt (Abb. 99). Das auf den Verstärker gelangende Signal ist proportional zum Logarithmus des Stromes in der Ionisationskammer und nicht zum Strom selbst. Ein Anwachsen des

Neutronenflusses und damit des Stromes um den Faktor 1000 führt zu einer Spannungserhöhung um den Faktor 3. Mit bestimmten Röhren ist es allerdings auch möglich, eine lineare Anzeige über einen Bereich von mehr als 10^6 zu erreichen.

Differentialkreis. In Abschn. 8.1 wurde gezeigt, daß die Reaktorperiode T, d. h. die Zeit, innerhalb deren die Leistung um den Faktor e steigt, sehr empfindlich ist gegen Änderungen der Überschußreaktivität δk. Die Reaktor-

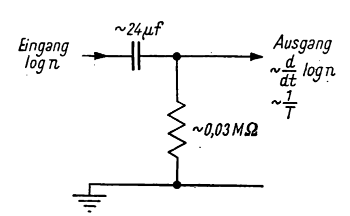


Abb. 100. Differentialschaltung für die Reaktorperiode

periode gibt daher genau an, mit welcher Sicherheit der Reaktor betrieben wird. Der eben besprochene logarithmische Verstärker gibt ein Signal proportional zu $\log n = \log n_0 e^{t/T}$. Ein Differentialkreis, welcher auf den log-Kreis folgt, bildet elektrisch die zeitliche Ableitung von $\log n$, d. h. gibt $1/T$ oder die Periode. Er besteht im wesentlichen aus einer Kapazität und einem niedrigen Widerstand (Abb. 100). Der Ausgang wird null, wenn der Neutronenstrom konstant ist; dies entspricht einer Periode $T = \infty$.

16.3 *Anfahr-, Regelungs- und Sicherheitsvorrichtungen*

Der Betriebszyklus eines Reaktors besteht aus drei Stadien: a) Annäherung an den kritischen Zustand, b) Erhöhung der Betriebsleistung und c) konstanter Betrieb. Für das erste Stadium, das durch einen niedrigen Neutronenfluß charakterisiert ist, braucht man Detektoren, die auf einzelne Teilchen ansprechen, und entsprechende Registriergeräte. Das Anwachsen des Neutronenflusses muß wegen der begrenzten Beweglichkeit der Regelstäbe oder der Auslösekreise langsam und sicher vor sich gehen. Abb. 101 zeigt eine typische Startschaltung für einen Reaktor geringer Leistung, etwa den Raleigh-Reaktor oder den Swimmingpool-Reaktor. Die Untersetzerstufe wird zur direkten Messung der Zählrate in den ersten Stufen und zum Auftragen von $1/C$ als Funktion der Masse verwendet, wie in Abschn. 8.2 beschrieben. Da sich die Zählrate der Spaltungskammer vom Reaktorstart bis zum kritischen Punkt sehr schnell erhöht, ist es bequemer, ihren Logarithmus zu messen und zu registrieren. Die logarithmischen Integrationszähler verwenden eine logarithmische Diode an Stelle des in Abb. 98 gezeigten Widerstandes. Sobald die

Ansammlung des Spaltmaterials ausgeführt ist, werden die weiteren Startoperationen beträchtlich abgekürzt. Die Uranmasse ist dann keine variable Größe mehr, wie es bei der anfänglichen Anordnung war, und die Kontrollstäbe dienen zur Regelung.

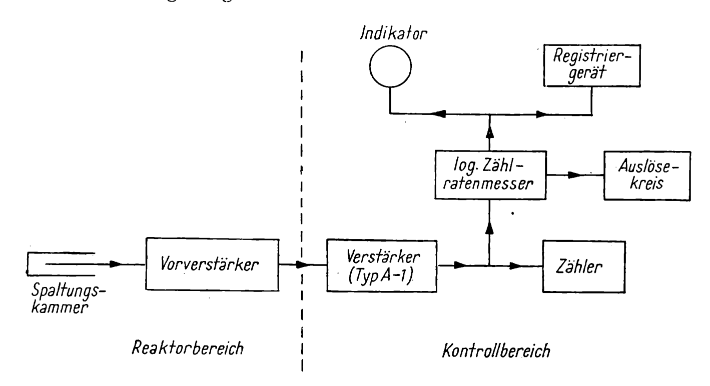


Abb. 101. Startschaltung für die erste Startstufe oder für Reaktoren geringer Leistung

Wenn im zweiten Stadium das Leistungsniveau steigt, wird der Neutronenfluß in der Spaltungskammer in zweifacher Hinsicht übermäßig groß: a) die Anzahl der Impulse pro Sekunde wird so groß, daß der Verstärker sie nicht mehr bewältigen kann, b) durch die Spaltprodukte wird eine zusätzliche

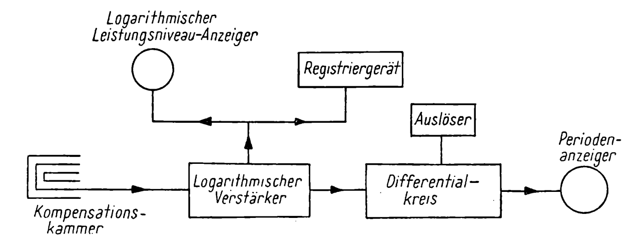


Abb. 102. Startschaltung für die zweite Startstufe

Aktivität in der Kammer induziert. Um diese Schwierigkeit zu überwinden, kann man den Detektor weiter vom Reaktorkern entfernt in ein Gebiet mit einem niedrigeren Fluß bringen. Es ist jedoch vorzuziehen, sich auf Strommeßgeräte zu verlassen. In Abb. 102 ist eine Schaltung angegeben, mit der man das Anwachsen des Leistungsniveaus verfolgen kann. Die einzelnen Geräte sind bereits besprochen worden; ihr Zusammenwirken ist leicht zu verstehen. Der Periodenanzeiger muß eine besondere Skala haben, die von unendlich bis herab zu Werten von der Größenordnung von Sekunden

reicht. In Verbindung mit dem Periodenmesser kann ein Auslösekreis verwendet werden. Ein Signal von ihm öffnet den Magnetkreis des Kontrollstabes. Wenn T zu klein wird, wird der Stab eingeführt.

Gleichgültig, ob ein Reaktor zur Energieerzeugung oder als experimentelle Neutronenquelle benutzt wird, in jedem Fall muß er eine automatische Regeleinrichtung haben, damit ein konstantes Fluß- und Leistungsniveau aufrechterhalten werden kann. Eine Apparatur, welche die Neutronendetektoren und den Regelstab für dieses dritte Betriebsstadium verbindet, ist

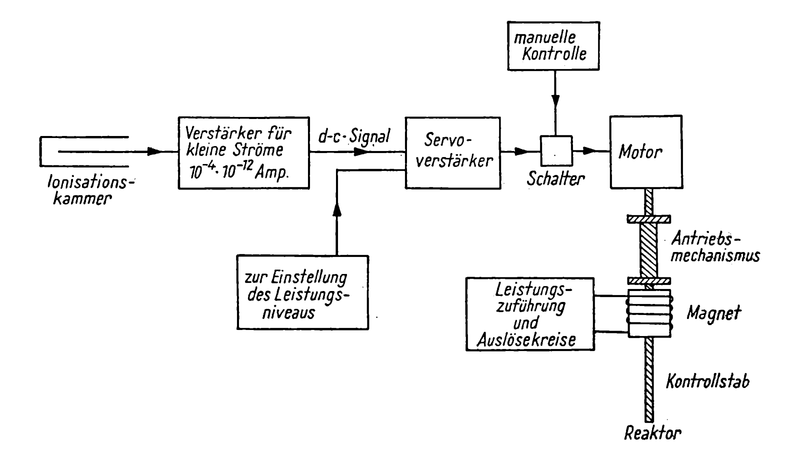


Abb. 103. Automatische Regelschaltung für stationären Betrieb

in Abb. 103 gezeigt. Der Detektor beobachtet sozusagen den Neutronenfluß; das Spannungssignal vom Verstärker wird gegen eine regelbare Standardspannung eines Potentiometers geschaltet. Das *Differenz*signal setzt den Motor zur Verschiebung des Regelstabes in Betrieb. Wenn das Neutronensignal zu klein ist, werden die Stäbe angehoben, wenn es zu groß ist, werden sie gesenkt. Das automatische System kann abgeschaltet werden, damit man die Regelstäbe auch durch entsprechende Knöpfe betätigen kann. Im Fall einer plötzlichen Änderung der Kerncharakteristiken des Reaktors oder eines Versagens des Regelsystems kann sich ein schnelles Anwachsen des Leistungsniveaus einstellen. Das System muß daher mit Auslösekreisen zum Herablassen der Sicherheitsstäbe versehen sein.

Im folgenden geben wir eine Zusammenstellung der verschiedenen Signale, die dem Bedienungspersonal helfen, den Reaktor vor Betriebsstörungen zu schützen:

1. Das *Blockiersystem* besteht aus einer Kombination von Relays, die betätigt werden müssen, wenn der Reaktor eingeschaltet werden soll. So ist z. B. die Stromzufuhr für die Regelstäbe abgeschaltet, solange keine Kühlflüssigkeit fließt.

2. *Alarmsignale* sind akustische Signale von einem Summer oder einer Klingel oder optische Signale, wie das Aufleuchten einer Lampe. Sie dienen z. B. dazu, auf Änderungen der Reaktortemperatur oder das Versagen eines Instrumentes aufmerksam zu machen.

3. *Auslösesignale* beziehen sich auf einen Stromkreis, der die Sicherheitsmechanismen des Reaktors, etwa die Sicherheitsstäbe oder ein Fallventil, in Gang setzt. Ein plötzliches Ansteigen des Neutronenflusses, wie es durch ein Instrument angezeigt wird, kann die Auslösung betätigen.

4. Das *Notsignal* stellt die letzte Schutzreserve dar. Ein mit der Hand zu bedienender Hebel oder Knopf setzt den Reaktor durch Herablassen entsprechender Stäbe außer Betrieb und läßt zugleich ein lautes Horn oder eine Sirene ertönen, woraufhin die unmittelbare Umgebung des Reaktors zu räumen ist.

Die Instrumentierung von Reaktoren ist hervorgegangen aus besonderen elektronischen Kreisen, die in der Experimentalphysik zum Nachweis von Teilchen verwendet werden. In den letzten Jahren jedoch ist die Nachfrage so groß geworden, daß die Industrie viele Standardgeräte und zusammengesetzte Ausrüstungen zu liefern begann. Da die Konstruktion praktisch auf der Basis einer Massenproduktion berechnet ist und die besten zugänglichen Entwürfe benutzt werden, sind diese kommerziellen Einheiten für gewöhnlich zuverlässiger und den Eigenbaugeräten überlegen. Der erste Schritt beim Planen einer Reaktorinstrumentierung besteht darin, herauszufinden, welche Geräte „im Laden" erhältlich sind.

Die oben angegebene Aufzählung der Betriebsstadien setzte voraus, daß die Schaltung und die Anlagen für die Regelstäbe miteinander verträglich sind. Wir wollen nun diese Beziehung etwas genauer untersuchen. In Kap. VII haben wir kurz die Rolle der Regelstäbe und den allgemeinen Gang der Leistung als Funktion der Stabstellung diskutiert. Im allgemeinen besitzt der Reaktor mehrere Quellen negativer Reaktivität ($\delta k < 0$), die durch Herausziehen des absorbierenden Regelstabes kompensiert werden müssen. So werden z. B. für den Swimmingpool-Reaktor die einzelnen Beiträge zum Wert von $\delta k/k$ von T. E. Cole in folgender Weise aufgezählt:

	$\frac{\delta k}{k}$
Betrieb	0,003
Temperatur	0,00375
Abnahme des Spaltmaterials und Zunahme der Spaltprodukte	0,0015
Xe-Vergiftung	0,0045
Total	0,01275
Experimentell	0,02

Die Gesamtwirkung des Stabes ist eine Funktion der Größe, Form und Zusammensetzung sowohl des Stabes als auch des Reaktors. Berechnungen der Abschaltwirkungen des Stabes von der Art, wie sie in Abschn. 7.5 angegeben wurden, aber etwas weiter ausgearbeitet, sind angestellt worden, um sich zu

vergewissern, daß das erforderliche $\delta k/k$ erreichbar ist. Im folgenden wollen wir die typischen Beiträge zur Reaktivität, die durch die Regelstäbe ausgeglichen werden müssen, abschätzen.

Das δk, das die Xe^{135}-Vergiftung bei einer stationären Betriebsweise zu kompensieren hat, kann durch die gleiche Formel abgeschätzt werden, die in Abschn. 12.4 für einen heterogenen Reaktor mit natürlichem Uran angegeben

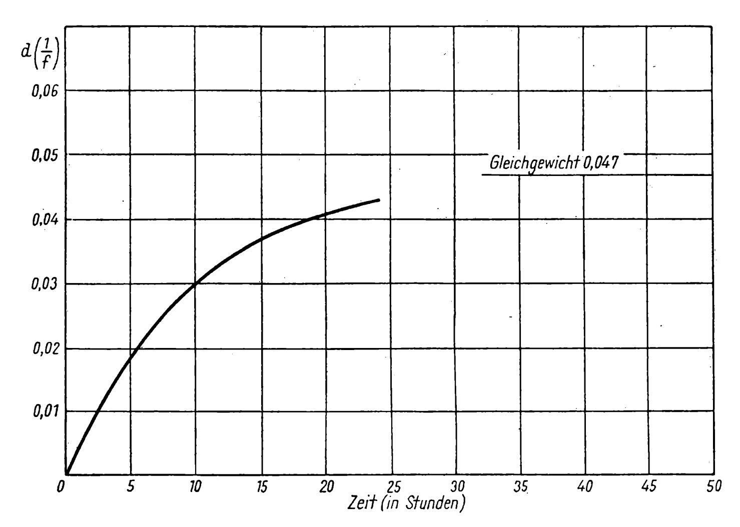


Abb. 104. Anstieg der Xenonvergiftung bei Beginn des Reaktorbetriebes. Mittlerer Fluß = 10^{14}

wurde, nur daß das Verhältnis $(\sigma_f/\sigma_a)_U = 0{,}528$ durch den Wert für U^{235} allein, d. h. 0,845, ersetzt werden muß. Der mittlere Neutronenfluß im Swimming-pool-Reaktor beträgt ungefähr $5{,}8 \cdot 10^{11}$ bei 100 kW. Daher wird

$$\Delta\left(\frac{1}{f}\right) = \frac{0{,}0498}{1 + \dfrac{6{,}0 \cdot 10^{12}}{\Phi}} = 0{,}0044.$$

Wir nehmen an, daß $\Delta\,(1/f)$ von der gleichen Größenordnung ist wie $\delta k/k$ (Abschn. 12.4) in guter Übereinstimmung mit den vorhandenen Angaben. In dem Reaktor zur Materialuntersuchung in Arco, Idaho, mit seinem sehr hohen Fluß (ungefähr 10^{14}) ist der Xe^{135}-Effekt rund zehnmal so groß. Die Regelanlage muß in der Lage sein, die Ausgleichung für diese 4,7 % Reaktivitätsabnahme zu gewährleisten, die während der Annäherung an das endgültige Leistungsniveau entsteht. Die Änderungsgeschwindigkeit von δk infolge der Xe-Vergiftung in der Periode der Annäherung an das volle Leistungsniveau wird

dadurch bestimmt, daß verschiedene Faktoren nicht kompensiert werden: die Zunahme von J^{135}, dessen Zerfall in Xe^{135}, das „Verbrennen" des Xe^{135} im Laufe der Zeit durch einen zeitlich veränderlichen Neutronenfluß und der Zerfall des radioaktiven Xe^{135}. Abb. 104 zeigt den zeitlichen Verlauf der Vergiftung während der Startoperationen eines Reaktors, dessen Neutronenfluß zur Zeit $t = 0$ den Wert 10^{14} hatte.

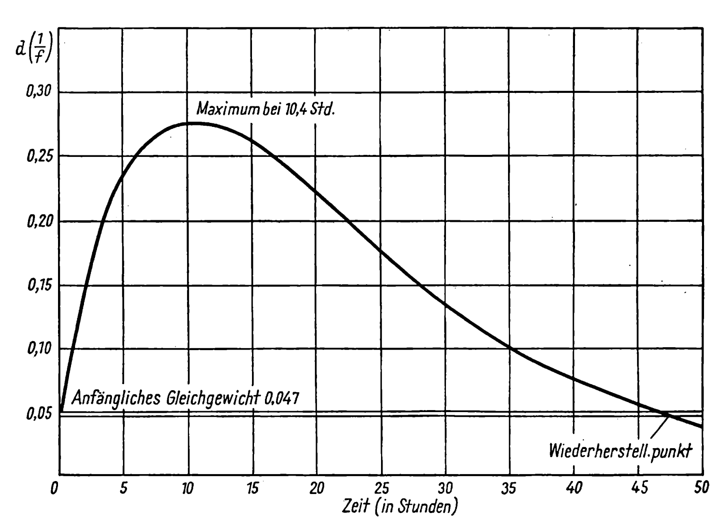


Abb. 105. Verlauf der Xenonvergiftung nach Abschalten des Reaktors. Mittlerer Fluß $= 10^{14}$

Ein neuer wichtiger Effekt tritt bei der Reaktorregelung auf, wenn ein Reaktor mit großem Neutronenfluß ausgeschaltet wird. Das vorhandene Jod, das sich vorher in der Gleichgewichtskonzentration befand, fährt fort, Xe^{135} zu liefern, das nun jedoch durch den Neutronenfluß nicht mehr abgebaut wird. Die Xe-Konzentration steigt daher über ihren Gleichgewichtswert auf einen Punkt an, wo der Zerfall ($t_H = 9{,}2$ Stunden) überwiegt. Der Reaktivitätsabfall ist sehr stark, von der Größenordnung 20% im MTR nach einem Verlauf von 12 Stunden. Indem wir die Ergebnisse von Abschn. 12.4 sinngemäß auf die beiden Spaltprodukte Jod (J) und Xenon (X) anwenden, erhalten wir

$$J = J_0 e^{-\lambda_1 t},$$

$$\frac{dX}{dt} = -\lambda_2 X + \lambda_1 J,$$

$$X = X_0 e^{-\lambda_2 t} + \frac{\lambda_1 J_0}{\lambda_2 - \lambda_1} \left(e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}\right).$$

Dabei gilt für die Gleichgewichtskonzentrationen von J^{135} und Xe^{135} (gerade vor dem Abschalten)

$$J_0 = \frac{y_1 \Sigma_f \Phi}{\lambda_1}, \quad X_0 = \frac{y \Sigma_f \Phi}{\lambda_2 + \sigma_2 \Phi}.$$

Hier ist $y_1 = 0{,}056$ der direkte Anteil des Jods an der Spaltausbeute, $y_2 = 0{,}003$ der von Xe^{135} herrührende Anteil und $y = y_1 + y_2$. Abb. 105 zeigt den Verlauf der Xe-Vergiftung, ausgedrückt durch Δ (1/f), nach dem Abschalten eines Reaktors mit einem Fluß von 10^{14}. Aus der Kurve ist zu ersehen, daß, wenn keine Kompensation der großen negativen Reaktivität (27 %) vorgesehen ist und die Wiederinbetriebsetzung um ein oder zwei Stunden verzögert wird, der Reaktor erst wieder nach etwa 4 Tagen in Betrieb genommen werden kann, da erst dann die Xe-Vergiftung durch den natürlichen radioaktiven Zerfall hinreichend abgeklungen ist.

Wir gehen von der Tatsache aus, daß ein gerade kritischer Reaktor auf einem beliebigen Leistungsniveau betrieben werden kann. Um das Leistungsniveau zu heben, ist es jedoch notwendig, eine vorübergehende Überschußreaktivität zu haben mit einem δk zwischen 0 und 0,00755, wie in Abschn. 8.1 diskutiert wurde. Die Wahl des Überschusses δk hängt ab von der gewünschten Geschwindigkeit, mit der das Leistungsniveau gehoben werden soll, sowie von dem zu fordernden Grad der Sicherheit. Wir nehmen an, es sei geplant, das Leistungsniveau in einem Reaktor vom Swimmingpool-Typ von 1 Watt auf 100 kW zu steigern, was einen Faktor 10^5 ausmacht, und zwar in einer Zeit von 5 min = 300 sec. Wenn wir die kurzzeitigen Übergangseffekte vernachlässigen, gilt für die dominierende Reaktorperiode T

$$\frac{n}{n_0} = e^{\frac{300}{T}} = 10^5 = e^{11,5},$$

also

$$T = \frac{300}{11{,}5} = 26{,}0 \text{ sec}.$$

Nach Abschn. 8.1 gilt bei einer plötzlichen Änderung der Reaktivität die Beziehung

$$T = \frac{l + (\beta - \delta k)\bar{\tau}}{\delta k}.$$

Wenn die Lebensdauer l klein ist (von der Größenordnung 10^{-4} sec), kann dies zu

$$\delta k \cong \frac{\beta}{1 + \frac{T}{\bar{\tau}}}$$

vereinfacht werden. Setzen wir $\beta = 0{,}00755$, $\bar{\tau} = 12{,}2$ sec und $T = 26{,}0$ sec, so erhalten wir für δk den Wert 0,0024. Die Wahl $\delta k = 0{,}003$ würde also für einen noch schnelleren Anstieg auf das volle Leistungsniveau ausreichen.

Das normale Verfahren zur Erhöhung des Leistungsniveaus besteht jedoch darin, den Regelstab mit einer bestimmten gleichförmigen Geschwindigkeit, die begrenzt ist durch die Motorgeschwindigkeit und die Konstruktion des Getriebes, herauszuziehen, und nicht etwa durch nahezu plötzliche Entfernung des Stabes. Man kann die erforderliche Geschwindigkeit abschätzen, wenn man einen Maximalwert für die Änderungsgeschwindigkeit von δk vorgibt und die Wirkungscharakteristik des Regelstabes, d. h. die Abschaltwirkung des Stabes als Funktion seiner Stellung im Reaktor, in Rechnung stellt.

Wirkungscharakteristik des Regelstabes. Um die Wirkungscharakteristik zu finden, benutzen wir die in Abschn. 12.4 erwähnte Tatsache, daß die Wirkung eines Absorbers an einer Stelle mit dem Fluß Φ proportional zum Quadrat dieses Flusses ist. Wir betrachten einen rechteckigen oder zylindrischen homogenen Reaktor der Höhe H ohne Reflektor mit einem kleinen axialen Regelstab, der bis zur (variablen) Tiefe x eintaucht. Als erste Näherung nehmen wir an, daß dabei die *Form* des Flusses nicht gestört wird, daß aber der Stab Neutronen absorbiert, die andernfalls zur Kettenreaktion beitragen würden. (Ein Stab aus einem nichtspaltbaren Material, jedoch mit den gleichen Absorptionseigenschaften wie der Reaktorkern, erfüllt diese Bedingung genau.) Zusammengefaßt bedeutet dies, daß

$$\delta k \sim \frac{\int_{\text{Stab}} \Phi^2 \, dV}{\int_{\text{Reaktor}} \Phi^2 \, dV}.$$

Das Integral im Zähler, das nur über das *eingetauchte* Stabvolumen erstreckt wird, ist gleich

$$A \int_0^x \Phi^2 \, dx.$$

Dabei ist angenommen, daß sich der Fluß in radialer Richtung nicht sehr verändert, was wegen der geringen Dicke des Stabes gerechtfertigt ist, so daß $\iint dy \, dz = A$, wo A der Stabquerschnitt ist. Wenn der Stab vollkommen eingeschoben ist, wird die maximale Wirkung durch einen ähnlichen Quotienten beschrieben, aber mit einer Integration über das größere Volumen. Bildet man das Verhältnis

$$\frac{\delta k}{(\delta k)_{\max}} = \frac{\int_0^x \Phi^2 \, dx}{\int_0^H \Phi^2 \, dx},$$

so sieht man, daß sich der Querschnitt weggehoben hat, ebenso wie es die Nenner haben. Setzen wir $\Phi = \Phi_0 \sin(\pi x/H)$ für den axialen Fluß ein und integrieren, so erhalten wir

$$\frac{\delta k}{(\delta k)_{\max}} = \frac{x}{H} - \frac{\sin \frac{2\pi x}{H}}{2\pi}.$$

Dieses Verhältnis ist als Funktion von x/H in Abb. 106 dargestellt. Die theoretische Kurve stimmt mit den experimentellen Werten des Water-Boilers in Los Alamos und des ORNL-Graphitreaktors überein. Die maximale Änderungsgeschwindigkeit von δk als Funktion der Stabstellung tritt ein, wenn x gleich $H/2$ wird; an dieser Stelle wird $\delta k = (\delta k)_{\max}/2$. Wenn eine möglichst schnelle Gegenwirkung gegen eine plötzliche Änderung der Betriebsbedingungen gewünscht wird, muß also der Sicherheits- oder Regelstab zur Hälfte eingeführt

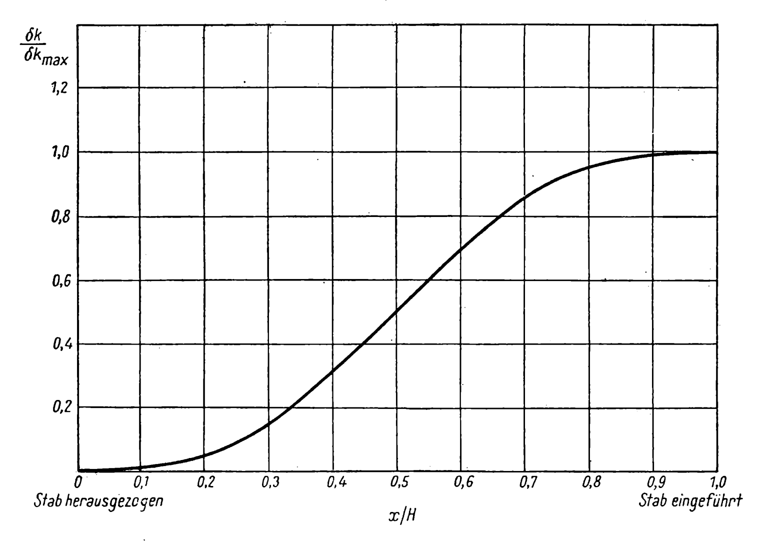


Abb. 106. Wirkung eines Kontrollstabes als Funktion seiner Stellung

sein. Um eine maximale Reduktion der Flußdichte erzielen zu können, muß jedoch der Sicherheitsstab anfangs vollständig aus dem Reaktorkern herausgezogen sein. Die Vergrößerungsgeschwindigkeit von δk beim Herausziehen des Stabes (Geschwindigkeit $v = dx/dt$) ist, wie sich aus der letzten Formel durch Differentiation ergibt,

$$\frac{d}{dt}(\delta k) = \frac{2v}{H}(\delta k)_{\max}\left(\sin\frac{\pi x}{H}\right)^2.$$

Für $x = H/2$, d. h. für die maximale Änderungsgeschwindigkeit von δk, ergibt dies

$$\left[\frac{d}{dt}(\delta k)\right]_{\max} = (\delta k)_{\max}\frac{2v}{H}.$$

Wir wollen nun diese maximale Änderungsgeschwindigkeit von δk auf den Wert von 0,0001 pro sec beschränken. In einem Reaktor, der 60 cm hoch ist,

etwa wie der Swimmingpool-Reaktor, mit einem totalen Stabwert von $(\delta k)_{max} = 0{,}005$ führt dies zu einer Stabgeschwindigkeit von 0,60 cm/sec. Die Zeit, die man zum Herausziehen des Stabes benötigt, beträgt hier also 100 sec.

Eine andere nützliche Anwendung der oben angegebenen Formeln bezieht sich auf das Einführen eines Sicherheitsstabes. Wir nehmen an, durch ein Versagen ereignet sich ein Ansteigen der Reaktivität um δk_i. Man kann nun die Frage stellen: Wie schnell wird diese Reaktivität durch den Stab kompensiert, wenn der Stab frei herunterfällt? Wir nehmen z. B. $\delta k_i = 0{,}01$ an, was beträchtlich oberhalb von $\beta = 0{,}00755$ liegt; damit ist der Reaktor prompt kritisch. Der Maximalwert des Stabes sei $(\delta k)_{max} = 0{,}05$. Der Bruchteil der Tiefe, den der Stab fallen muß, ist gegeben durch

$$\frac{\delta k}{(\delta k)_{max}} = \frac{0{,}01}{0{,}05} = \frac{x}{H} - \frac{\sin \frac{2\pi x}{H}}{2\pi},$$

was $x/H = 0{,}337$ ergibt. Wenn die Höhe des Reaktors 60 cm beträgt, ist die notwendige Tiefe gleich 20 cm. Für die hierzu erforderliche Zeit gilt

$$x = \frac{g t^2}{2},$$

wo g die Schwerebeschleunigung ist. Damit wird

$$t = \sqrt{\frac{2 \cdot 20}{980}} = 0{,}20 \text{ sec}.$$

Bei einem 30-cm-Reaktor, wie bei dem Water-Boiler, wird diese Zeit auf 0,078 sec reduziert. Zu der so bestimmten Zeit muß noch die Zeitspanne zwischen dem Neutronensignal und dem Auslösen des Stabes hinzugefügt werden, die ungefähr 0,050 sec ausmacht. In einem Reaktor mit einem kleinen Temperaturkoeffizienten der Reaktivität wäre der dann stattfindende Leistungsanstieg bereits gefährlich.

Das Aufflackern der Reaktorleistung bei negativem Temperaturkoeffizienten. Es wäre unrealistisch, nur die Wirkung des Sicherheitsstabes zu betrachten, wenn es sich um einen homogenen wassermoderierten Reaktor oder um einen vom Swimmingpool-Typ handelt, bei denen die Kettenreaktion schließlich durch das Sieden des Wassers gestoppt wird. Wir wollen im folgenden die Sicherheitsstäbe ganz außer Betracht lassen (so als ob sie nicht fallen würden), und nach der Wirkung einer momentanen Überschußreaktivität δk fragen. Dabei nehmen wir an, daß die in Frage kommenden Zeiten so klein sind, daß die verzögerten Neutronen vernachlässigt werden und wir die einfache Gleichung für die Neutronendichte aus Abschn. 8.1

$$\frac{dn}{dt} = n \frac{\delta k}{l}$$

benutzen können, wo l die Lebensdauer der Neutronen ist. Statt dessen können wir auch die äquivalente Gleichung für die Leistung P benutzen:

$$\frac{dP}{dt} = P\frac{\delta k}{l}.$$

Wenn der Reaktor vor Eintreten der Störung auf einem stationären Leistungsniveau P_0 betrieben wird und dementsprechend auch die Wärmeabführung konstant ist, so ergibt die Störung einen Leistungsüberschuß $P - P_0$, der zur Aufheizung des Reaktors zur Verfügung steht. Die Wärmekapazität des Reaktorkerns sei C. Die Temperatur steigt dann gemäß

$$\frac{dT}{dt} = \frac{P - P_0}{C}$$

an. Aus den beiden letzten Gleichungen folgt

$$\frac{dP}{dT} = \frac{CP \cdot \delta k}{(P - P_0)l}.$$

Andererseits ist

$$\delta k = \delta k_i - |\alpha| \Delta T,$$

wo ΔT der Temperaturanstieg des Reaktorkerns ist und $|\alpha|$ der absolute Wert des Temperaturkoeffizienten (vgl. Abschn. 7.4). Der Temperaturanstieg, der das anfängliche δk_i gerade kompensiert, ist also $\Delta T = \delta k_i / |\alpha|$. Zu dem Zeitpunkt, da das eintritt, hört die Leistung auf zu steigen, aber es besteht dann immer noch eine große Überschußleistung, die den Reaktor weiter aufheizt. Eliminiert man δk aus den beiden letzten Gleichungen, so ergibt sich nach Integration

$$\frac{P}{P_0} - 1 - \ln\frac{P}{P_0} = \frac{C}{P_0 l}\left(T\,\delta k_i - \frac{|\alpha|}{2}\,T^2\right).$$

Man kann daraus ableiten, daß T einen Maximalwert von

$$T_{\max} = 2\,\frac{\delta k_i}{|\alpha|}$$

erreicht, der gerade das Doppelte der Kompensationstemperatur beträgt. Wählen wir $\delta k_i = 0{,}01$ und $\alpha = 2 \cdot 10^{-4}/^\circ\mathrm{C}$, so kann man einen Gesamttemperaturanstieg von $\Delta T = 100^\circ\mathrm{C}$ vorhersagen. Wenn der Reaktor bei Zimmertemperatur gestartet wird, würde das Wasser also zu sieden beginnen. Die Dampfblasen würden den (negativen) Temperaturkoeffizienten weiter vergrößern, und die Kettenreaktion würde zusammenbrechen. Das Leistungsniveau wäre dabei auf einen Wert von

$$P \cong \frac{C\,T_{\max}}{4\,T_i}$$

angestiegen, wo $T_i = l/\delta k_i$ die anfängliche „Periode" ist. Bei einem Water-Boiler-Reaktor mit einem Volumen von 14 l und einer spezifischen Wärme von 0,95 beträgt die Wärmekapazität

$$C = 14000 \text{ g} \cdot 0{,}95 \text{ cal/g}\,^\circ\text{C} \cdot 4{,}186 \text{ Joule/cal} = 56 \text{ kW sec}/^\circ\text{C}.$$

Nehmen wir $T_i = 0{,}01$ sec an, so steigt P bis auf 140 MW an und fällt dann ab. Die Zeitspanne für den Leistungszyklus ist jedoch so kurz, daß der Strahlungsausbruch nicht gefährlich ist. Eine ungefähre Abschätzung der Zeit, die für das Erreichen des Maximums von P erforderlich ist, kann man erhalten, indem

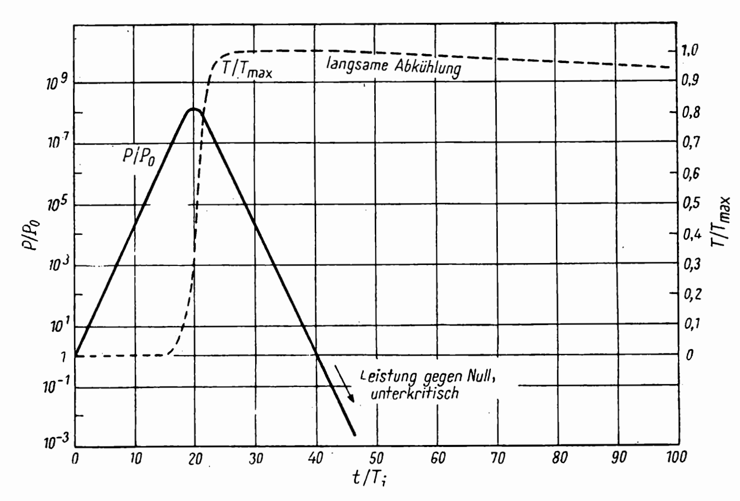


Abb. 107. Erster Leistungsblitz eines überkritischen Reaktors.
$\delta k_i = 0{,}01$; $l = 10^{-4}$ sec; $P_0 = 1$ Watt; $|\alpha| = 2 \cdot 10^{-4}/^\circ$C; $C = 56$ kW sec/°C

man das berechnete Maximum gleich $P_0 e^t/T_i$ setzt und dies nach t auflöst. Wenn P_0 gleich 1 Watt wäre, würde t etwa gleich 20 Perioden, d. h. 0,2 sec, sein. Wenn kein Sicherheitsstab herabgelassen wird, würden die Ausbrüche periodisch eintreten, und zwar mit einem zeitlichen Zwischenraum, der von der Kühlrate des Reaktors bei der Temperatur T_{max} abhängt. Sobald P in die Nähe von P_0 zurückgeht, wird die Kühlrate sehr klein. Abb. 107 zeigt den Gang von P und T während des ersten Ausbruchs.

16.4 *Andere Instrumente*

Die Geräte, die für Start, Regelung und Kontrolle des Reaktors gebraucht werden, stellen keineswegs die Gesamtheit der Einrichtungen dar, die für einen sicheren Betrieb erforderlich sind. Viele Vorrichtungen der verschiedensten Art dienen dem Schutz des Reaktorpersonals sowie aller derjenigen,

die zwar mit dem Reaktor nichts zu tun haben, sich aber in seiner Nähe aufhalten. Wir wollen hier nur die verschiedenen Typen von Warninstrumenten aufzählen.

Das *Personal* kontrolliert gewöhnlich die täglich empfangene Strahlendosis mit Hilfe eines Taschendosimeters, d. h. eines Elektroskops, das zu Beginn der Arbeitszeit aufgeladen wird. Der Betrag, um den es sich entlädt, stellt ein Maß für die empfangene Dosis dar. Besondere Plaketten mit verschiedenartigen Filmen dienen dazu, die empfangenen β-, γ- und Neutronendosen gesondert anzuzeigen. Dabei wird auch von speziellen Abschirmungen bzw. Fenstern Gebrauch gemacht.

Die *Warnung für die Arbeitsräume* wird dadurch erreicht, daß man Ionisationskammern und GEIGER-MÜLLER-Zähler an verschiedenen Stellen der Räume anbringt.

Kontrollinstrumente sind für gewöhnlich kleine transportable Detektoren, die in die Nähe der vermuteten aktiven Oberflächen oder Teilchenströme gebracht werden können. Welches Instrument man verwendet, hängt von der nachzuweisenden Teilchenart ab: Bei einer geringen γ-Aktivität sowie für α- und β-Teilchen wird ein G-M-Rohr benutzt; bei starker γ-Strahlung eine Ionisationskammer; für langsame Neutronen ein BF_3- oder B^{10}-Detektor; für schnelle Neutronen ein Proportionalzähler, der das Protonenrückstoßprinzip verwendet. Andere Spezialinstrumente warnen vor radioaktiven Kühlmitteln, Laborabfällen oder Gasen.

Aufgaben

16.1 Der Begriff des Wirkungsquerschnitts kann ebensogut auch auf die Stöße zwischen Elektronen und Gasatomen angewandt werden wie auf die Wechselwirkung Neutron—Kern. Wenn der Stoßquerschnitt von Argon gleich 10^{-15} cm^2 ist und der Gasdruck 0,2 atm beträgt, welche Potentialdifferenz ist dann erforderlich, um alle Elektronen, die in der Kammer gebildet werden, in 100 μsec bei einem Plattenabstand von 5 cm abzusaugen?

16.2 Man schätze die Länge eines BF_3-Detektors (Druck 12,5 cm Hg) ab, die für eine Ausbeute von 95 % bei einem Strahl thermischer Neutronen erforderlich ist. Man nehme an, das Bor enthalte 90 % B^{10}.

16.3 Wie groß ist die maximale Zählrate, die man in einer zylindrischen BF_3-Kammer von 2,5 cm Durchmesser und 25 cm Länge bei einem Neutronenfluß von 10^3 cm^{-2} sec^{-1} erwarten kann, wenn die Neutronen eine Energie von 3 eV haben? Man nehme 90 % B^{10} an.

16.4 Wie groß kann die maximale Zählrate in einer Spaltungskammer mit 10 cm^2 Querschnitt sein, wenn die Platten mit 10 mg reinem U^{235} überzogen sind? Man untersuche, ob unter Verwendung einer Reichweite von $7 \cdot 10^{-4}$ cm die Schicht viele Spaltprodukte abstoppen würde. Wenn man die Energie, die zur Erzeugung eines Ionenpaares erforderlich ist, gleich 32,5 eV setzt, reicht dann ein Plattenabstand von 2 cm aus?

16.5 Das δk-Äquivalent eines Regelstabes von 25 cm effektiver Länge sei 0,01. Man untersuche:

1. den Effekt des Restmagnetismus in den Haltemagneten auf die Regelgeschwindigkeit bei einem plötzlichen Anstieg der Reaktivität um 0,01;

2. die Fallzeit des Regelstabes, nach der δk auf 0,005 sinkt; man nehme an, daß der Stab anfangs zur Hälfte in die aktive Zone eintaucht;

3. die Rückzugsgeschwindigkeit des Stabes, bei der δk im ersten Drittel der Bewegung um höchstens 0,01 % pro sec anwächst.

16.6 Man entwerfe eine Skala für einen Periodenmesser.

16.7 Der thermische Neutronenfluß an der Oberfläche eines Reaktors von 30 cm Durchmesser und einer Leistung von 30 kW sei gleich 10^{11} Neutronen/cm^2 sec und falle im Graphitreflektor wie $e^{-0,02r}/r$ ab, wo r in cm zu messen ist. Wie weit entfernt vom Reaktorkern muß eine B^{10}-Kammer mit einer Empfindlichkeit von 100 μA pro 10^{10} Fluß aufgestellt werden, um einen Strom unterhalb von 50 μA anzuzeigen?

16.8 Man schätze die relativen Werte der Ströme von γ-Strahlen und thermischen Neutronen für eine kompensierte (differentielle) Ionisationskammer ab, die sich in einem Abstand von 60 cm von der Reaktoroberfläche (Aufg. 16.7) befindet, wenn der Reaktor das erste Mal gestartet wird. *Hinweis*: Es ist notwendig, die Schwächung der γ-Strahlen im Graphit zu berechnen. Man wiederhole die Rechnung für den Fall eines längere Zeit betriebenen Reaktors. *Hinweis*: siehe Abschn. 13.5.

16.9 Eine Neutronenquelle von 10^7 Neutronen/sec wird in den Mittelpunkt eines kubischen Reaktors von 90 cm Seitenlänge gebracht. Wir nehmen an, der thermische Verlustfaktor des Reaktors ohne Reflektor sei $\mathfrak{L}_t = 0{,}2$. Man schätze die Zählrate eines Detektors ab, der sich in der Nähe der Reaktoroberfläche befindet, einen Flächeninhalt von 100 cm^2 und eine Ausbeute von 3 % besitzt, und zwar für folgende (unterkritische) Massenwerte: $m/m_{\text{kritisch}} =$ 0,01; 0,1; 0,9; 0,9999. *Hinweis*: siehe Abschn. 8.2 und 14.4, falls erforderlich.

Literatur

LAPP, R. E., und H. L. ANDREWS, *Nuclear Radiation Physics*, 2. Aufl., New York: Prentice-Hall, Inc., 1954.

BLEULER, ERNST, und GEORGE J. GOLDSMITH, *Experimental Nucleonics*, New York: Rinehart & Co., 1952.

STAFF, M. I. T., *Department of Electrical Engineering*, Applied Electronics, New York: John Wiley & Sons, 1943.

ELMORE, WILLIAM C., und MATTHEW SANDS, *Electronics, Experimental Techniques*, New York: McGraw-Hill Book Co., 1949.

COLE, T. E., *Design of a Control System for a Low Cost Research Reactor*, Nucleonics, Februar 1953, S. 32.

COCHRAN, D., und C. A. HANSEN, JR., *Instrumentation for a Nuclear Reactor*, Nucleonics, August 1949, S. 6.

TRIMMER, J. D., und W. H. JORDAN, *Instrumentation and Control of Reactors*, Nucleonics, Oktober 1951, S. 60.

DUNLAP, G. W., *Detection and Measurement of Nuclear Radiation*, Electrical Engineering, April 1948.

MEAGHER, R. E., und E. P. BENTLEY, *Vacuum Tube Circuit to Measure the Logarithm of a Direct Current*, Rev. Sci. Instru. *10*, 336, 1939.

GOODMAN, C., Ed., *The Science and Engineering of Nuclear Power*, Cambridge, Mass.: Addison-Wesley Press, 1949, Band I und II.

BECK, C. K., A. C. MENIUS, R. L. MURRAY, N. UNDERWOOD, A. W. WALTNER und G. N. WEBB, *Further Design Features of the Nuclear Reactor at North Carolina State College*, AECU-1986, Januar 1952.

MOYER, BURTON J., *Survey Methods for Slow Neutrons*, Nucleonics, April 1952, S. 14.

MOYER, BURTON J., *Survey Methods for Fast and High Energy Neutrons*, Nucleonics, Mai 1952, S. 14.

ROSSI, B., *High-Energy Particles*, New York: Prentice-Hall, Inc., 1952.

ROSSI, B., und H. STRAUB, *Ionization Chambers and Counters*, New York: McGraw-Hill Book Co., 1949.

HARBER, J. M., *Reactor Operation*, Nucleonics, Juni 1953, S. 35.

RYDER, J. D., *Electronic Fundamentals and Applications*, New York: Prentice-Hall, Inc., 1950.

KORFF, S. A., *Electron and Nuclear Counters*, New York: D. Van Nostrand Co., 1946.

WEINBERG, A. M., *Recent Advances in Reactor Technology*, Nucleonics, Mai 1953, S. 18.

Zusatz bei der deutschen Ausgabe

SCHULTZ, M. A., *Controll of Nuclear Reactors and Power Plants*, New York: McGraw-Hill Book Co., 1955.

Handbuch der Physik, Bd. XLV, *Instrumentelle Hilfsmittel der Kernphysik*, Berlin: Springer-Verlag, 1958.

KAPITEL XVII

NEUTRONENEXPERIMENTE

Eine vollständige Beschreibung der Neutronenexperimente, die seit den dreißiger Jahren angestellt wurden, würde viele Bände füllen. Wir werden unsere Aufmerksamkeit daher auf einige wenige Experimente beschränken, die in enger Beziehung zum Kernreaktor stehen. Es gibt zwei Klassen derartiger Untersuchungen. Bei der ersten handelt es sich um Untersuchungen über die Betriebscharakteristiken des Reaktors selbst sowie um Messungen von Reaktorkonstanten und die experimentelle Prüfung der Reaktortheorie. Die Experimente der zweiten Klasse sind dadurch charakterisiert, daß bei ihnen der Reaktor als Neutronenquelle für anderweitige Untersuchungen verwendet wird. Der Vorteil eines Reaktors gegenüber einer „künstlichen" Neutronenquelle besteht dabei darin, daß er genügend Neutronen bestimmter Energie liefert, um neutronenphysikalische Untersuchungen auch ohne die Hilfe von besonders empfindlichen Instrumenten zu ermöglichen. So kann man z. B. den Absorptionsquerschnitt eines Isotops in der Nähe einer Resonanzstelle bestimmen, indem man Neutronen verschiedener Geschwindigkeiten für die Bombardierung der Probe auswählt. In diesem Abschnitt werden wir fünf Experimente zur Veranschaulichung der Untersuchungen beschreiben, die mit Reaktorneutronen ausgeführt werden können.

17.1 *Experimentelle Bestimmung von Wirkungsquerschnitten; Oszillatormethode*

Das Leistungsniveau eines Reaktors hängt, wie aus Abschn. 7.5 bekannt ist, in empfindlicher Weise von der Stellung der absorbierenden Regelstäbe ab. Dieser Umstand legt den Gedanken nahe, verschiedene Absorber abwechselnd nacheinander in den Reaktor einzuführen und aus den jeweiligen Verschiebungen des Leistungsniveaus die relativen Wirkungsquerschnitte zu berechnen.

Eine etwas andere Methode wird beim Argonne-Reaktor und in England benutzt, um die Unsicherheiten infolge „spontaner" Verschiebungen des Leistungsniveaus zu vermeiden. Man läßt die zu untersuchende Probe in der aktiven Zone des Reaktors in wohldefinierter Weise oszillieren, was eine feststellbare Schwankung des Leistungsniveaus verursacht.

Bei einer dritten Methode, die in Oak Ridge von Hoover und anderen benutzt wurde, macht man sich den Umstand zunutze, daß der Neutronenfluß in der Umgebung einer absorbierenden Probe herabgesetzt wird. Man läßt

einen Zylinder, der die zu untersuchende Probe enthält, durch einen Motor in einer Bohrung des Reaktorreflektors oszillieren (Abb. 108). Die Wirkung auf den Neutronenfluß wird mittels einer konzentrisch angeordneten mit Bor gefüllten Ionisationskammer nachgewiesen. Die Amplitude der beobachteten

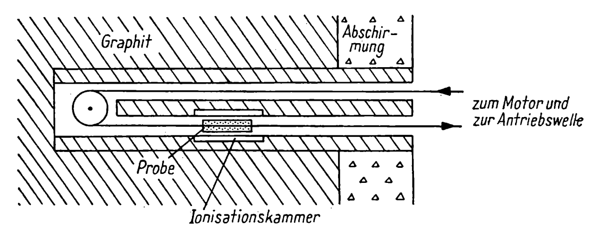


Abb. 108. Oszillatoranordnung im Oak-Ridge-Reaktor

Impulse ist proportional zu dem zu messenden Wirkungsquerschnitt. Die Methode ist sehr empfindlich und ermöglicht es, totale Wirkungsquerschnitte von nur 10^{-3} cm² nachzuweisen. Durch geeignete Detektorwahl lassen sich die Effekte der Neutronenstreuung und -absorption separieren. Die (relativen) Wirkungsquerschnitte vieler stabiler Isotope, die massenspektrographisch gewonnen wurden, sind von POMERANCE in Oak Ridge in dieser Weise bestimmt worden. Zur Eichung benutzt man ein Material wie Gold, für das der absolute Wirkungsquerschnitt durch andere Methoden genau gemessen ist.

17.2 *Geschwindigkeitsselektoren für Neutronen*

Der Zweck dieses Gerätes, das von FERMI entwickelt wurde, besteht darin, Reaktorneutronen gleicher Energie herauszusieben, wie man sie zum Bombardieren von Proben oder für andere experimentelle Zwecke benötigt. Ein

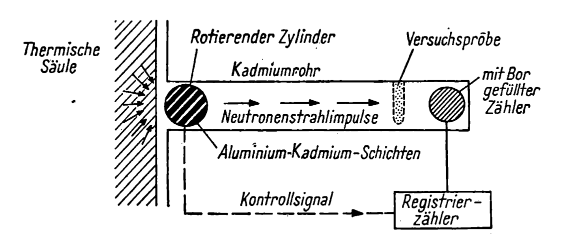


Abb. 109. Geschwindigkeitsselektor für Neutronen

Kreiszylinder aus abwechselnden Aluminium- und Kadmiumschichten rotiert in einer Kadmiumröhre vor der thermischen Säule des Reaktors (Abb. 109). Die Neutronen können durch diesen Zylinder nur hindurchkommen, wenn die

Schichten in Richtung des Neutronenstromes verlaufen; andernfalls wird der Strom vom Kadmium absorbiert. Infolge der Rotation des Zylinders bilden die hindurchgelassenen Neutronen einzelne aufeinanderfolgende Gruppen, wobei die zeitliche Aufeinanderfolge durch die Rotationsgeschwindigkeit des Zylinders bestimmt wird. Da die Flugdauer längs des Rohres von der Geschwindigkeit der Neutronen abhängt, erreichen Neutronen der gleichen Gruppe aber verschiedener Geschwindigkeit den Detektor zu verschiedenen Zeiten. Anstatt nun die Teilchen gleicher Energie von den übrigen zu isolieren, was recht schwierig wäre, wird mittels einer besonderen Vorrichtung dafür gesorgt, daß der Neutronenzähler nur zu jenen Zeiten eingeschaltet ist, die der Ankunft von Neutronen der jeweils gewünschten Energie entsprechen. Die hierzu benutzte Vorrichtung besteht im wesentlichen aus einem am Zylinder angebrachten Spiegel und einer Photozelle, deren Impulse zur Steuerung des Zählers verwendet werden.

In einem späteren Modell, das in Brookhaven gebaut wurde, kommen zwar alle Neutronen zur Anzeige, aber ein Zeitanalysator sorgt dafür, daß sie ihrer Energie nach unterschieden werden können.

Mittels einer solchen Apparatur kann man die Wirkungsquerschnitte für Neutronen eines engen wohldefinierten Energiebereiches bestimmen, indem man die Zählraten mit und ohne Absorberprobe miteinander vergleicht.

17.3 *Neutronenbeugung*

Die duale Natur des Lichtes als Teilchen und Welle wurde bereits in Abschn. 1.2 beschrieben. De Broglie sagte voraus, daß dieses Prinzip auch auf stoffliche Teilchen anwendbar sei, und von Davisson und Germer wurde es experimentell bestätigt. Die Wellenlänge, die mit einem Teilchen der Masse m und der Geschwindigkeit v verbunden ist, ist

$$\lambda = \frac{h}{mv},$$

wo h die Plancksche Konstante ist. Nach dieser Formel haben thermische Neutronen nahezu das gleiche λ (ungefähr $2 \cdot 10^{-8}$ cm) wie die üblichen Röntgenstrahlen. Man kann daher an Stelle von Röntgenstrahlen auch Neutronenstrahlen zur Strukturanalyse der Materie benutzen. Zum Unterschied von Röntgenstrahlen werden jedoch Neutronenstrahlen nicht von den Atomelektronen, sondern von den Atom*kernen* gestreut. Dies ist für Strukturuntersuchungen vielfach von Nutzen.

Ein weiterer Vorteil der Neutronen gegenüber den Röntgenstrahlen besteht darin, daß man sie polarisieren kann, indem man sie durch ein magnetisiertes Medium, wie Eisen, schickt. Die magnetischen Momente der Neutronen werden dabei durch Wechselwirkung mit dem magnetischen Feld im Eisen ausgerichtet. Die Technik der Neutronenbeugung durch Kristalle wurde von Zinn und Mitarbeitern in Argonne (USA) ausgenutzt, um Neutronen verschiedener Energien zu trennen und Wirkungsquerschnitte zu messen. Wollan und Shull in Oak

Ridge haben diese Methode ausgebaut. Die theoretische Grundlage bildet dabei die Braggsche Formel

$$n\lambda = 2d \sin \theta_n,$$

die den Reflexionswinkel θ_n des n-ten Beugungsmaximums mit der Wellenlänge λ und der Gitterkonstante d des Kristalls verknüpft. Eine typische Anordnung von Reaktor, Kristall und borgefülltem Zähler ist in Abb. 110 gezeigt,

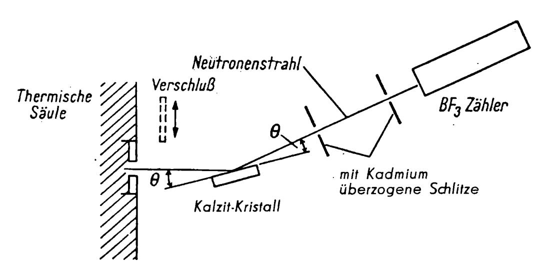


Abb. 110. Kristallspektrometer für Neutronen

natürlich nur schematisch, da noch viele Justiermechanismen erforderlich sind, um das Instrument genau einzurichten. Zu den Messungen, die bei den anfänglichen Testen des Argonne-Reaktors gemacht wurden, gehörte auch die Messung der Energieverteilung der Neutronen bei verschiedenen Reaktortemperaturen, des Absorptionsquerschnittes von Bor als Funktion der Neutronenenergie und der Form der Resonanzkurve des Kadmiums bei ungefähr 0,2 eV.

17.4 *Subthermische Neutronen*

Eine Methode, subthermische Neutronen zu erhalten, würde darin bestehen, sie in der üblichen Weise abzubremsen und dann durch ein Medium sehr tiefer Temperatur, etwa flüssigen Wasserstoff, diffundieren zu lassen. Anderson, Fermi und Marshall haben eine andere Methode gefunden, um subthermische Neutronen von etwa 18° K zu erhalten, und zwar mit einem Apparat, der auf Zimmertemperatur gehalten wird. Der Apparat besteht aus einem Graphitstab, der zur Abschirmung von einem Kadmiumrohr umgeben ist, das in die thermische Säule des Reaktors eingeführt wird (Abb. 111). Eine Kadmiumscheibe am Ende des Graphitstabes dient als beweglicher Verschluß. Die thermischen Neutronen, soweit sie nicht von der Kadmiumwandung absorbiert werden, sind normal zur Stirnfläche des Graphitstabes gerichtet. Dadurch wird der Glanzwinkel θ gegen das kristalline Graphit so klein, daß nur die schnellen Neutronen gestreut werden. Die Betrachtung der Braggschen Gleichung vom vorhergehenden Abschnitt gibt die Erklärung für diesen Effekt: Für kleine Winkel θ muß auch λ klein, also v groß sein. Die energiereicheren Neutronen der thermischen Gruppe werden auf diese Weise von der geraden Bahn abgelenkt, gelangen auf die Kadmiumwandung des umgebenden Rohres und

werden absorbiert. Nur die Neutronen sehr niedriger Energie aus der einfallenden MAXWELL-Verteilung, die „kalten“ Neutronen, werden durchgelassen. Die MAXWELL-Verteilung hat eine solche Form (Abb. 17), daß die Anzahl der Neutronen, die im Strahl verbleiben, schnell reduziert wird, wenn die obere Geschwindigkeitsgrenze herabgesetzt wird.

Mit den übrigbleibenden sehr langsamen Neutronen wurden Streu- und Absorptionsquerschnitte verschiedener Materialien gemessen. Dabei konnte

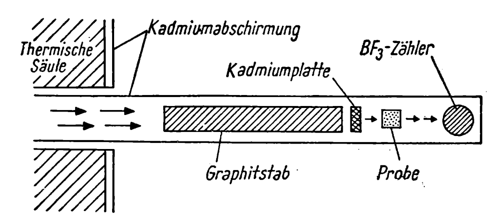


Abb. 111. Apparat zur Erzeugung „kalter“ Neutronen durch Streuung in Graphit

auch eine Bestätigung des Effekts der chemischen Bindung auf die Streuung im Fall der Wassermoleküle erhalten werden.

Die bereits erwähnte Temperatur der Restneutronen von 18° K wurde durch Messung des Absorptionsquerschnittes von Bor unter Benutzung der $1/v$-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts bestimmt.

17.5 *Die Streuung von langsamen Neutronen*

Eine der wichtigsten fundamentalen Untersuchungen in der Physik ist die Bestimmung der Reichweite und der Natur der Kernkräfte. Eine Möglichkeit, das Problem anzugreifen, besteht darin, die Streuung langsamer Neutronen durch Protonen zu messen. Wenn ein Neutronenstrahl auf einen Kristall mit Wasserstoffatomen im Gitter auftrifft, finden zwei Arten von Streuung statt: a) BRAGGsche oder *kohärente* Streuung, die durch Interferenz der Neutronenwellen zustandekommt; b) diffuse oder *inkohärente* Streuung, hervorgerufen durch Kernspineffekte, Unterschiede zwischen den Isotopen im Streuer oder statistische Temperaturschwankungen. Die beiden Beiträge müssen isoliert und unterschieden werden, um einen Vergleich zwischen Theorie und Experiment zu gestatten. Als besonders leistungsfähig hat sich die Methode der *Totalreflexion* von Neutronen erwiesen. Ebenso wie Licht in einem Medium mit einem höheren Brechungsindex als Luft, etwa in Wasser, total reflektiert werden kann, so können Neutronen an einer äußeren Flüssigkeitsoberfläche total reflektiert werden. Der kritische Winkel für die Reflexion θ_c steht mit der DE BROGLIE-Wellenlänge der Neutronen λ und der Streuamplitude a in folgender Beziehung

$$\theta_c = \lambda \sqrt{\frac{N a}{\pi}},$$

wo N die Anzahl der Kerne pro Volumeneinheit des Mediums ist. Der Wirkungsquerschnitt für kohärente Streuung ist gegeben durch

$$\sigma = 4\pi a^2.$$

Besonders wichtig sind Vorzeichen und Größe von a. Sie können aus Experimenten mit reflektierten Neutronenstrahlen geringer Energie bestimmt werden. Wie in Abb. 112 gezeigt ist, läßt man einen engen Strahl thermischer Neutronen aus einem Reaktor unter einem Glanzwinkel auf die Oberfläche eines flüssigen

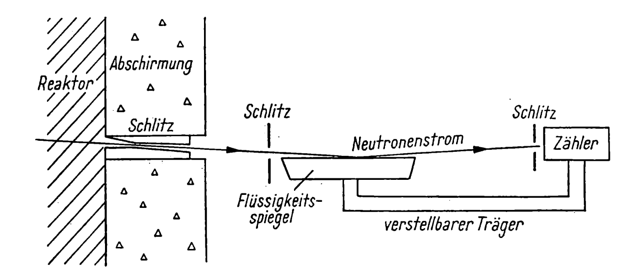


Abb. 112. Reflexionsapparat für Neutronen. Der Abstand zwischen dem ersten und letzten Schlitz beträgt etwa 6 m

Kohlenwasserstoffs fallen. Der von dem „Spiegel" reflektierte Strahl geht dann durch einen Schlitz in einem Schirm vor einer Reihe von Zählrohren. Jeder Neutronengeschwindigkeit und der damit verknüpften Wellenlänge entspricht ein bestimmter kritischer Winkel θ_c, der durch obige Formel gegeben ist. Die Tatsache, daß die MAXWELLsche Verteilungskurve für Geschwindigkeiten hinter dem Maximum schnell abfällt, wurde benutzt, um eine einheitliche Wellenlänge zu erhalten. Die Streuamplitude von Wasserstoff, a_{H}, wurde aus den beobachteten kritischen Winkeln und den schon bekannten Streuamplituden des Kohlenstoffs, a_{C}, gemäß der Formel

$$\theta_c = \lambda_c \left[\frac{N(a_{\mathrm{C}} + 1{,}7\,a_{\mathrm{H}})}{\pi}\right]^{1/2}$$

bestimmt, wo der Faktor 1,7 das Verhältnis von Wasserstoff zu Kohlenstoff in der Flüssigkeit ist. Nach dieser Methode wurde von BURGY, RINGO und HUGHES unter Verwendung des Argonne-Reaktors eine Streuamplitude $a_{\mathrm{H}} = -3{,}78\ (\pm\ 0{,}02) \cdot 10^{-13}$ cm erhalten.

17.6 *Exponentialmethode zur Bestimmung von L und K²*

Die Diffusionslänge L eines bremsenden Mediums und der Volumenformfaktor K^2 für Anordnungen aus Brems- und Spaltmaterial können mittels der sogenannten „Exponentialmethode" gemessen werden. Der Ausdruck

„Exponential" rührt daher, daß in einem unterkritischen System der Neutronenfluß als Funktion des Abstandes z von der Quelle wie $e^{-\frac{z}{L}}$ abfällt. Ein großer Block des zu untersuchenden Bremsmaterials wird an das Austrittsende der thermischen Säule montiert, oder künstliche Quellen werden auf eine seiner

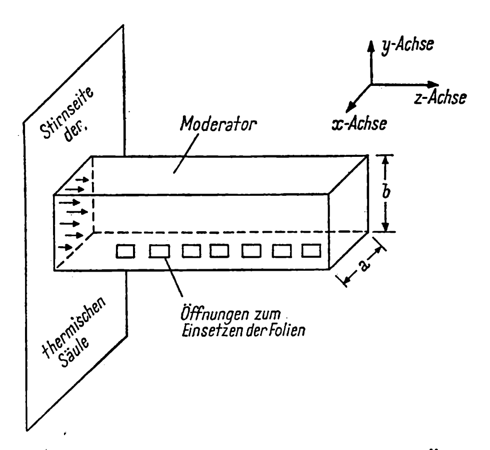


Abb. 113. Exponentialexperiment. Es sind nur einige der vielen Öffnungen gezeigt

Flächen angebracht, wie in Abb. 113 gezeigt ist. Ein Fluß von Neutronen tritt in den Block ein, und die Neutronen diffundieren durch den Block. Nach einiger Zeit stellt sich eine stationäre Verteilung des Neutronenflusses ein, die durch die konstante Quelle an einem Ende, die Absorption im Medium und den Verlust aus den Seitenflächen bestimmt ist. Wenn wir die lange Achse des Blocks mit z bezeichnen und die beiden anderen Achsen mit x und y, so sagt die Theorie der Neutronendiffusion voraus, daß die Flußverteilung entlang jeder Geraden in z-Richtung, allerdings in nicht zu großer Nähe der Oberfläche, gegeben ist durch

$$\Phi \sim e^{-l_{11} z},$$

wo l_{11} mit den Abmessungen des Blocks in folgender Beziehung steht:

$$l_{11}^2 = \left(\frac{\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{b}\right)^2 + \frac{1}{L^2}.$$

Die Neigung der Kurve $\ln \Phi$ als Funktion von z ergibt die Konstante l_{11}^2, woraus man L berechnen kann.

Die *Folienmethode*, die gewöhnlich zur Messung des Neutronenflusses benutzt wird, ist auch für andere Experimente von hinreichender Bedeutung, um eine Abschweifung zu rechtfertigen. Eine dünne Scheibe aus einem Element

wie Indium wird in das Innere des Moderators eingeführt und dort eine kurze Zeit belassen, um radioaktiv zu werden. Die Rate, mit der das aktive Isotop erzeugt wird, ist gegeben durch das Produkt $V\Sigma\Phi$, und der Abfall während der Bestrahlung reduziert die Rate der Erzeugung des aktiven Isotops um den Faktor $(1 - e^{-\lambda t})$, so daß zur Zeit t, wenn die Folie entfernt wird, die Aktivität

$$A = V\Sigma\Phi(1 - e^{-\lambda t})$$

ist. Aus der beobachteten Zählrate eines Detektors, der von der Folie bestrahlt wird, läßt sich sodann der wirksam gewesene Fluß Φ bestimmen.

Als typisches Beispiel für die Kernreaktionen, die sich dabei in der Folie abspielen, sei der Fall einer Indiumfolie angeführt:

$$_{49}\mathrm{In}^{115} + {}_0n^1 \rightarrow {}_{49}\mathrm{In}^{116},$$

$$_{49}\mathrm{In}^{116} \underset{54\,\mathrm{min}}{\rightarrow} {}_{-1}e^0 + {}_{50}\mathrm{Sn}^{116} \text{ (stabil)}.$$

Der Wirkungsquerschnitt bei der Resonanzstelle des Indiums (1,44 eV) beträgt 28000 barn. Indium wird für gewöhnlich als Folie in Experimenten benutzt, bei denen der Energieverlust der Neutronen eine Rolle spielt. Der 1,44-eV-Punkt ist gut „markiert" durch die scharfe Resonanz. Verschiedene Faktoren komplizieren jedoch das Problem; nämlich die Störung des zu messenden Flusses durch die Folie, die Korrekturen für die Zeit des Herausziehens und des „Auszählens" der Folie sowie die Selbstabschirmung der Neutronen. Bei der Exponentialmethode sind dagegen nur die relativen Flußwerte für verschiedene Punkte im System von Bedeutung, so daß man auf die Kenntnis des Zählerwirkungsgrades verzichten kann.

Die Exponentialmethode kann auch benutzt werden zur Bestimmung des Volumenformfaktors K^2 für einen Moderator, der mit Uran „geladen" ist. Man kann sogar auf diese Weise die Kerneigenschaften eines wirklichen oder geplanten Reaktors kennenlernen, ohne wirklich den betreffenden Reaktor zu benutzen bzw. zu bauen, und zwar ohne jegliche Gefahr. Dies beruht einfach darauf, daß die Beziehungen zwischen Fluß Φ, Ort z und den Konstanten in diesem Fall die gleichen sind wie beim Experiment zur Bestimmung der Diffusionslänge L, außer daß $1/L^2$ durch $-K^2$ ersetzt werden muß. Hat man K^2 gefunden, indem man Φ über z aufträgt, kann die Größe eines *kritischen* Reaktors aus den Standardformeln

$$K^2 = \left(\frac{\pi}{R}\right)^2 \quad \text{(Kugel)}$$

bzw.

$$K^2 = \left(\frac{\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{b}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{c}\right)^2 \quad \text{(Parallelepiped)}$$

berechnet werden.

Aufgaben

17.1 Man bestimme die Flugdauer eines thermischen Neutrons für eine 45 cm lange Strecke vor der experimentellen Öffnung eines Reaktors. Man wiederhole die Rechnung für Neutronen von 1 eV und 1 keV.

17.2 Ein Geschwindigkeitsselektor für Neutronen, entsprechend den Angaben von FERMI, MARSHALL und MARSHALL (siehe Literatur), besitzt folgende Maße: Länge des rotierenden Zylinders 5 cm, Zusammensetzung: 0,79 mm starke Al-Folien abwechselnd mit ungefähr 0,2 mm starken Cd-Folien. Wenn die Rotationsgeschwindigkeit 15000 U/min beträgt, wie groß ist dann die Grenzgeschwindigkeit der durch die Anordnung hindurchkommenden Neutronen?

17.3 Man berechne die Wellenlänge thermischer Neutronen. Unter welchem Winkel wird das Interferenzmaximum erster Ordnung beobachtet bei Streuung an Steinsalz (Gitterkonstante $2{,}814 \cdot 10^{-8}$ cm)?

17.4 Welcher Bruchteil der Neutronen in einer thermischen MAXWELL-Verteilung besitzt Geschwindigkeiten unterhalb der $T = 25°$ K entsprechenden Geschwindigkeit?

17.5 Für die in Abb. 113 gezeigte Anordnung mit $a = b = 180$ cm und $L = 50$ cm trage man den Fluß entlang der z-Achse auf halblogarithmischem Papier auf.

17.6 Die Aktivität einer Indiumfolie von 0,1 g Gewicht, die 1 Std. einem Neutronenfluß ausgesetzt war, ergab sich zu 10^6 Zerfallsakte/sec cm^3. Wie groß war der wirksame Neutronenfluß? (Die Resonanzstelle liegt bei 1,44 eV).

Literatur

HUGHES, DONALD J., *Pile Neutron Research*, Cambridge, Mass.: Addison Wesley Press, 1953.

HUGHES, D. J., *Pile Neutron Research Techniques*, Nucleonics, Februar 1950, Mai 1950.

SNELL, ARTHUR, H., *The Nuclear Reactor as a Research Implement*, Amer. Journ. of Phys. *20*, 527, 1952.

BECK, C. K., *Uses and Limitations of a Low Power Research Reactor*, Nucleonics, Mai 1951, S. 18.

HOOVER, J. I., W. H. JORDAN, C. D. MOAK, L. PARDUE, H. POMERANCE, J. D. STRONG und E. O. WOLLAN, *Measurement of Neutron Absorption Cross-sections with a Pile Oscillator*, Phys. Rev. *74*, 864, 1948.

WEINBERG, A. M., und H. C. SCHWEINLER, *Theory of Oscillating Absorber in a Chain Reactor*, Phys. Rev. *74*, 851, 1948.

ANDERSON, H. L., E. FERMI, A. WATTENBERG, G. L. WEIL und W. H. ZINN, *Method for Measuring Neutron-Absorption Cross-sections by the Effect on the Reactivity of a Chain Reacting Pile*, Phys. Rev. *72*, 16, 1947.

FERMI, E. J., J. MARSHALL und L. MARSHALL, *A Thermal Neutron Velocity Selector and Its Application to the Measurement of the Cross-section of Boron*, Phys. Rev. *72*, 193, 1947.

BRILL, T., und H. V. LICHTENBERGER, *Neutron Cross-section Studies with the Rotating Shutter Mechanism*, Phys. Rev. *72*, 585, 1947.

ZINN, W. H., *Diffraction of Neutrons by a Single Crystal*, Phys. Rev. *71*, 752, 1946.

SAWYER, R. B., E. O. WOLLAN, S. BERNSTEIN und K. C. PETERSON, *A Bent Crystal Neutron Spectrometer and Its Application to Neutron Cross-section Measurements*, Phys. Rev. *72*, 109, 1947.

WOLLAN, E. O., und C. G. SHULL, *The Diffraction of Neutrons by Crystalline Powders*, Phys. Rev. *73*, 830, 1948.

ANDERSON, H. L., E. FERMI und L. MARSHALL, *Production of Low Energy Neutrons by Filtering Through Graphite*, Phys. Rev. *70*, 815, 1946.

CAMPBELL, E. C., L. O. WYLY und E. I. HOWELL, *Measurements on the ORSORT Uranium Graphite Exponential Pile*, ORNL-860. Oak Ridge National Laboratory, 30. Oktober 1950.

GLASSTONE, S., und M. C. EDLUND, *The Elements of Nuclear Reactor Theory*, New York: D. Van Nostrand Co., 1952.

WEINBERG, A. M., *Pile Neutron Physics*, MDDC-1720. Oak Ridge National Laboratory, 10. Februar 1948.

TITTLE, C. W., *Slow Neutron Detection by Foils I, II*, Nucleonics, Juni 1951, Juli 1951.

BURGY, M. T., G. R. RINGO und D. J. HUGHES, *Coherent Neutron-Proton Scattering by Liquid Mirror Reflection*, Phys. Rev. *84*, 1160, 1951.

SNELL, A. H., F. PLEASONTON und R. V. MCCORD, *Radioactive Decay of the Neutron*, Phys. Rev. *78*, 310, 1950.

ROBSON, J. M., *Radioactive Decay of the Neutron*, Phys. Rev. *78*, 311, 1950.

KAPITEL XVIII

PRAKTISCHE VERWENDUNG RADIOAKTIVER UND STABILER ISOTOPE

Vor der großzügigen Entwicklung der Kerntechnik in den letzten Jahren wurden Isotope gewöhnlich als wissenschaftliche Kuriosität betrachtet. Deuterium, das stabile Isotop des Wasserstoffs, war das einzige Isotop, das in nennenswerten Mengen isoliert wurde. Abgesehen von der Verwendung von Radium für Heilzwecke, fand weder die natürliche noch die künstliche Radioaktivität verbreitete Anwendung. Heute werden im Gegensatz dazu die Isotope in so großem Umfange für medizinische, biologische und industrielle Forschungen benutzt, daß man sich einen beträchtlichen Einfluß auf unser Leben davon versprechen kann. In diesem Kapitel werden wir die relativen Vorzüge und Nachteile der stabilen und der radioaktiven Isotope (einschließlich der Spaltprodukte) anführen und auf einige ihrer vielfältigen Anwendungen in Medizin, Biologie, Landwirtschaft und Industrie sowie in der physikalischen und chemischen Forschung hinweisen. Die Beispiele sind entsprechend ihrer Bedeutung, und in einigen Fällen auch des Interesses wegen, ausgewählt; sie mögen fernerhin zeigen, daß es sicher noch viele andere Verwendungszwecke gibt, die erst entdeckt werden müssen.

18.1 *Vor- und Nachteile der beiden Typen von Isotopen*

Stabile Isotope sind solche, die in den Elementen des Periodischen Systems natürlich vorkommen, die jedoch durch physikalische Mittel isoliert werden müssen. Die verschiedenen Trennmethoden sind in Kap. IV beschrieben worden. Einige der wichtigen Isotope außer Deuterium und U^{235} sind Li^6, B^{10}, O^{18} und Hg^{198}. Die prinzipiellen Vorteile der Verwendung *stabiler* Isotope zu Forschungszwecken sind folgende:

1. Es braucht kein Zeitfaktor berücksichtigt zu werden. Da das Material nicht zerfällt, können langlebige Effekte mit großer Genauigkeit studiert werden.

2. Wenn ein stabiles Isotop einem lebenden Organismus in kleinen Mengen eingegeben wird, sind die physiologischen Effekte vernachlässigbar.

Der Nachteil besteht jedoch darin, daß zur Analyse ein Massenspektrograph erforderlich ist. Solch ein Apparat ist teuer, und seine Handhabung erfordert Zeit und Übung.

Für die *radioaktiven* Isotope gibt es drei Hauptquellen. Bevor der Kernreaktor entwickelt wurde, war die einzige Methode, aktives Material in größeren

Mengen herzustellen, die Verwendung eines Zyklotrons oder eines anderen hochenergetischen Teilchenbeschleunigers. Protonen, Deuteronen und α-Teilchen dienten als bombardierende Teilchen, um die Targetteilchen in radioaktive Isotope umzuwandeln. Heutzutage ist die Bestrahlung von Proben mit Neutronen im Reaktor die Hauptquelle für Isotope. Einige wichtige Isotope stammen aus den Spaltprodukten, die somit die dritte Isotopenquelle darstellen.

Typische vom Reaktor erzeugte Isotope sind C^{14} und P^{32}; sie werden durch folgende Prozesse gebildet:

$$_0n^1 + {}_7N^{14} \rightarrow {}_6C^{14} + {}_1H^1 \quad (C^{14}\, t_H = 5700 \text{ Jahre}),$$

$$_0n^1 + {}_{15}P^{31} \rightarrow {}_{15}P^{32} + \gamma \quad (P^{32}\, t_H = 14{,}3 \text{ Tage}).$$

Andere wichtige Isotope sind S^{35}, Ca^{45} und Fe^{59}.

Die Vorteile radioaktiver Isotope sind folgende: Zum Nachweis genügen Materialmengen, die viele Größenordnungen unter dem wägbaren Minimum liegen; zur Messung der Zerfallsprodukte genügt ein Zählrohr oder eine photographische Platte; die verschiedenen Isotope lassen sich leicht durch ihre Halbwertzeiten identifizieren. Ein weiterer Vorteil besteht darin, daß die Strahlungen infolge ihres Durchdringungs- und Ionisationsvermögens dazu benutzt werden können, krankes Gewebe zu zerstören; ein Nachteil besteht darin, daß die Strahlung auch gesundes Gewebe schädigen kann und daher radioaktive Isotope zum Studium kleiner Organismen oder Zellen ungeeignet sind.

Eine große Zahl stabiler sowie radioaktiver Isotope wird vom Oak Ridge National Laboratory durch Vermittlung der Isotopenabteilung der US Atomenergiekommission geliefert. Bestrahlung besonderer Materialien im Reaktor oder ein Beschuß im Proton-Zyklotron zur Herstellung gewünschter Isotope kann ebenfalls vorgenommen werden.

18.2 *Beispiele aus Chemie, Biologie, Medizin und Landwirtschaft*

Chemie. Die Natur einer komplexen chemischen Reaktion oder das Schicksal einer Substanz in einem Organismus kann am besten mit Hilfe von Verbindungen studiert werden, die ein radioaktives Element enthalten. C^{14}, aus Stickstoff durch Neutronenabsorption gewonnen, wird seit dem Aufkommen von Kernreaktoren in großem Umfange hergestellt und verwendet. Eine Probe eines Nitrats wie etwa $Ca(NO_3)_2$ wird in eine Kapsel eingesetzt und im Reaktor bestrahlt. Da die Halbwertzeit von C^{14} 5700 Jahre beträgt, kann das β-aktive C^{14} sehr bequem bei langandauernden Experimenten benutzt werden. Der Nachweis der verhältnismäßig energiearmen β-Strahlen (0,155 MeV) geschieht durch dünnwandige Zähler.

In vielen organischen Verbindungen sitzen die Kohlenstoffatome an zwei verschiedenen nicht äquivalenten Stellen des Moleküls. So besteht z. B. die Essigsäure CH_3COOH aus der Methylgruppe CH_3 und der Karboxylgruppe COOH. Durch eine Folge chemischer Reaktionen ist es möglich, drei isotopisch verschiedene Essigsäuren herzustellen, bei denen der radioaktive Kohlenstoff die eine bzw. die andere bzw. beide C-Stellen besetzt hat. Die so „gekenn-

zeichneten" Verbindungen wiederum können dazu verwandt werden, kompliziertere „gekennzeichnete" Moleküle aufzubauen.

Eine andere Methode, markierte Verbindungen herzustellen, ist die Biosynthese, so genannt, weil sie durch lebende Organismen ausgeführt wird. Die Stärke von Pflanzen, die in einer Atmosphäre mit radioaktivem CO_2 aufgewachsen sind, enthält das radioaktive Isotop C^{14}; durch geeignete Behandlung kann die Umwandlung in verschiedene Zuckerarten erreicht werden. Penicillin kann durch S^{35} markiert werden, indem man die Mikroorganismen, die das Penicillin hervorbringen, auf einer radioaktiven Nährsubstanz züchtet.

Biologie. Radioaktive oder stabile „Spurelemente" werden auch dazu verwandt, den Weg von Nährstoffen und Mineralien im Körper von Pflanzen und Tieren zu verfolgen. Eines der interessantesten Ergebnisse solcher Forschungen war der Nachweis, daß ein ständiger Austausch zwischen den zugeführten und den bereits im Gewebe des Körpers vorhandenen Atomen des gleichen Elementes stattfindet. Dies widerlegt die früher herrschende Vorstellung, wonach die zugeführten Stoffe, soweit sie nicht für spätere Verwendung gespeichert werden, unmittelbar zur Energieerzeugung bzw. zum Zellenaufbau verwandt werden.

Radioaktives Fe^{59} ($t_H = 46{,}3$ Tage) wurde benutzt, um die Grundlagen der Blutbildung zu untersuchen. Man entdeckte, daß Eisen von zerstörten roten Blutkörperchen nicht, wie vermutet, ausgeschieden, sondern wieder benutzt wird. Daher braucht nur sehr wenig Eisen durch die Nahrung aufgenommen zu werden, um das normale Niveau im Körper aufrechtzuerhalten.

Die Bedeutung von Kalzium und Phosphor sowie ihre Wechselbeziehung beim tierischen Stoffwechsel wurde mit Hilfe der Isotope Ca^{45} (152 Tage; β, 0,25 MeV) und P^{32} (14,3 Tage; β, 1,7 MeV) untersucht. Die sehr unterschiedlichen Energien der jeweiligen β-Teilchen ermöglichen es, die beiden Isotope gesondert zu verfolgen.

Die Absorptionsrate von Ca^{45} in Hühnern wurde ebenfalls gemessen. Spuren von Ca^{45} wurden in der Schale von Eiern gefunden, die nur 15 Minuten nach der Injektion des Isotops gelegt wurden. Das Eiweiß von Eiern, die 24 Stunden nach der Aufnahme von Ca^{45} gelegt wurden, zeigte eine sehr viel größere Aktivität als das Eigelb.

Das stabile Isotop O^{18} hat eine wichtige Rolle bei der Aufklärung der Photosynthese in Pflanzen gespielt. Die Grundreaktion bei der Photosynthese ist

$$CO_2 + H_2O \rightarrow \text{Kohlenwasserstoffe} + O_2,$$

wobei das Sonnenlicht als Energiequelle und das Chlorophyll als Katalysator dienen. Ein einfaches, aber unerwartetes Ergebnis der erwähnten Experimente bestand darin, daß der durch die Pflanzen freigesetzte Sauerstoff nicht vom Kohlendioxyd, sondern vom Wasser stammt. Einige der Untersuchungen über Photosynthese sind zweifellos in der Hoffnung unternommen worden, Wege zu finden, die Reaktion zu beschleunigen und die Photosynthese für die künstliche Nahrungsmittelerzeugung auszunützen.

Da langlebige radioaktive Isotope von Stickstoff und Sauerstoff nicht zu existieren scheinen, verwendet man als Spurelemente O^{18} (aus der Schwer-

wasserproduktion) bzw. N^{15}, das durch chemische Austauschmethoden abgetrennt wird. Da Proteine und Aminosäuren Stickstoffverbindungen sind, kann ihr Stoffwechsel im Körper mittels N^{15} als Spurelement untersucht werden.

Medizin. Störungen des Blutkreislaufs sind mit radioaktivem Eisen Fe^{55} (t_H = 2,9 Jahre) und Fe^{59} (46 Tage) sowie mit Na^{24} (14,9 Stunden) untersucht worden. Eine Lösung des aktiven Materials wird in eine Vene des Arms injiziert und die Ausbreitung durch den Körper mittels Zählrohren verfolgt. Zwei Isotope des Jods, nämlich das im Zyklotron erzeugte J^{125} (56 Tage) und das Spaltprodukt J^{131} (8 Tage), haben sehr viel zur Aufklärung der Schilddrüsenfunktion beigetragen und werden auch zur Behandlung von Funktionsstörungen der Schilddrüse verwendet. Im Fall einer Überfunktion zerstören die γ-Strahlen des Jods, das sich in der Schilddrüse konzentriert, genügend Gewebe, um die Schilddrüsenfunktion auf das normale Maß herabzusetzen.

Das Isotop J^{131} wird auch zur Feststellung und Lokalisierung von Gehirntumoren verwendet. Die Jodverbindung Dijodofluoreszin hat die Eigenschaft, von Tumorgeweben selektiv absorbiert zu werden. Die Verbindung wird aus dem Jod hergestellt, das beim β-Zerfall von Te^{131} entsteht. Die Lösung wird injiziert, und die Lage des Tumors wird mit einem Strahlendetektor festgestellt.

Ein beträchtlicher Erfolg wurde durch Verwendung des γ-Strahlers Co^{60} (5,3 Jahre) als relativ billiger Ersatz für Radium bei der Krebsbehandlung erzielt. Kobaltnadeln werden in einem Reaktor mit Neutronen bestrahlt, dann mit einer dünnen Metallschicht überzogen, um die β-Strahlen auszufiltern, und in das angegriffene Gewebe eingeführt. Sehr intensive γ-Strahlenquellen sind in den Chalk-River- und Brookhaven-Reaktoren hergestellt worden, wobei die Kosten weit unter denen für die entsprechenden Radiumpräparate liegen. Gramm für Gramm ist die Aktivität des Co^{60} einige hundert Mal so groß wie die des Radiums; die Dosis pro Zerfall ist doppelt so groß wie die von Radium.

Landwirtschaft. Wichtige Hinweise für Anbau und Düngung von Nutzpflanzen ergaben sich aus der Verwendung radioaktiven Phosphors P^{32} beim Düngen von Korn, Baumwolle und Tabak. Die relative Mineralienaufnahme aus Boden und Düngemittel zu verschiedenen Phasen des Pflanzenwachstums wurde von N. S. HALL u. a. im North Carolina State College untersucht. Es ergab sich dabei z. B., daß die junge Pflanze mehr Phosphor aus dem Düngemittel als aus dem Boden aufnimmt, während sich die ausgewachsene Pflanze umgekehrt verhält. Daher muß das Düngemittel so nah wie möglich an die junge Pflanze herangebracht werden, um maximale Wirkungen zu erzielen. Die Untersuchung der Rolle, welche Spuren von Bor, Cobalt und Mangan im tierischen oder pflanzlichen Organismus spielen, wurde durch die Verwendung bestimmter Isotope sehr erleichtert.

Es gab auch einige erfolgreiche Experimente über den Einfluß von Strahlen auf Pilze, die Pflanzen angreifen bzw. deren Produkte ungenießbar machen. Es wäre jedoch vermutlich nicht praktisch, die Radioaktivität für Ausrottungsoperationen größeren Stils zu verwenden, da hierzu sehr große Mengen radioaktiven Mateirals erforderlich wären. Dagegen kann man diese Art der Behandlung

anwenden, wenn die zu behandelnden Produkte in die Nähe der radioaktiven Quelle gebracht werden können; ein Beispiel ist die vorgeschlagene Pasteurisation von Milch durch Bestrahlung mittels Co^{60} oder radioaktiven Spaltprodukten. Eine interessante Ausnahme von dem genannten Prinzip ist die radioaktive Moskitobekämpfung. Männliche Moskitos werden durch radioaktive Strahlen sterilisiert und dann freigelassen. Wegen der monogamen Natur dieser Insekten wird dadurch ihre Vermehrung reduziert.

18.3 *Beispiele aus der Technik*

Die Isotopenmengen, die gegenwärtig für industrielle Zwecke verwandt werden, sind vergleichsweise überraschend klein, wie sich aus den Isotopenversandlisten der Oak-Ridge-Produktionszentren ergibt. Als Gründe kommen

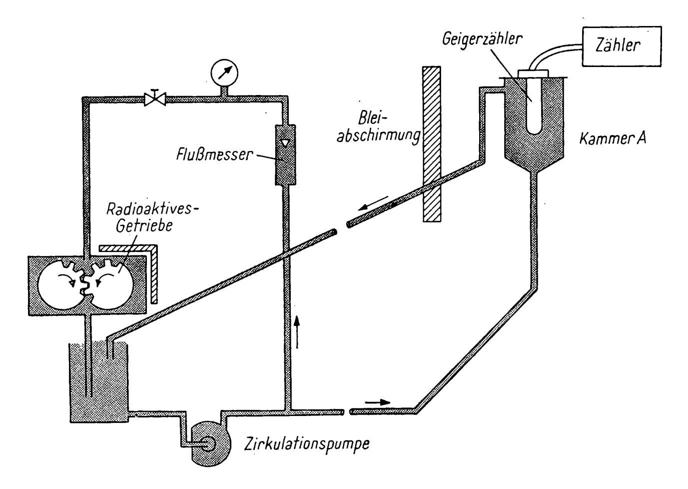


Abb. 114. Ölkreislauf bei der Untersuchung des Getriebeverschleißes mit Hilfe der Radioaktivität. [Entnommen aus V. N. Borsoff, D. L. Cook und J. W. Otvos, *Tracer Technique for Studying Gear Wear*, Nucleonics, Oktober 1952. Copyright 1952 by McGraw-Hill Publishing Co., Inc.]

in Frage: mangelnde Vertrautheit mit diesem Gebiet, Furcht vor Strahlungsunfällen oder Gerichtsprozessen oder auch Selbstzufriedenheit mit eingefahrenen Methoden. Immerhin ist über eine große Zahl interessanter Verwendungen berichtet worden.

Das klassische Beispiel ist die Untersuchung von Reibung und Verschleiß bei Kolbenringen. Durch Neutronenbestrahlung in einem Reaktor wird der Kolbenring radioaktiv gemacht. Die Menge des bei Betrieb abgetragenen Eisens bis herab zu einigen 10^{-4} g wird durch Untersuchung von Ölproben

festgestellt. Indem man die Zylinderwände mit einem photographischen Film umgibt, erhält man direkte Verschleißkurven.

Die Größe des Getriebeverschleißes wurde ebenfalls mit Hilfe von radioaktiven Methoden gemessen. Wir wollen die Methode von BORSOFF, COOK und OTVOS (Abb. 114) anführen. Ein Zahnrad wird durch eine dreißigtägige Bestrahlung in einem Reaktor durch thermische Neutronen radioaktiv gemacht. Die Hauptisotopen, die dabei in dem Metall erzeugt werden, sind Fe^{55} ($t_H = 2{,}9$ Jahre), Fe^{59} (46 Tage), Cr^{51} (26,5 Tage) und Co^{60} (5,3 Jahre). Das radioaktive Zahnrad greift in ein zweites ähnliches Treibrad ein, und das Getriebe wird verschiedenen Belastungen ausgesetzt. Das durch den Getriebeblock gepumpte Öl nimmt radioaktive Teilchen auf, die von den radioaktiven Oberflächen abgetragen werden. Eine rotierende Pumpe transportiert das Öl

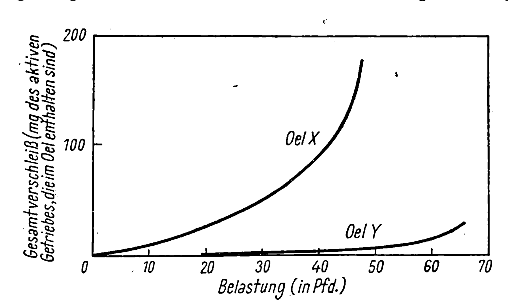


Abb. 115. Verschleißdaten bei Benutzung verschiedener Öle. [Entnommen aus V. N. BORSOFF, D. L. COOK und J. W. OTVOS, *Tracer Technique for Studying Gear Wear*, Nucleonics, Oktober 1952. Copyright 1952 by McGraw-Hill Publishing Co., Inc.]

in eine Kammer mit eingebautem GEIGER-Zähler. Man vergleicht die Zählraten mit und ohne Ölfluß. Als Standard benutzten die Autoren eine Lösung von Ferrinaphthenat, hergestellt aus einem Zahn, der aus dem radioaktiven Rad herausgebrochen wurde. Die Zählrate wuchs genau linear mit der Masse des Metalls in dem untersuchten Öl an. Da die Untersuchung länger als die Halbwertzeit einiger der Isotope dauerte, wurde die Aktivität des bestrahlten Getrieberades jeden Tag neu bestimmt. Ein Vergleich der Verschleißkurven für zwei verschiedene Öle (Abb. 115) zeigt in eindrucksvoller Weise den praktischen Nutzen dieser Methode.

Über ein ähnliches Experiment mit Drehstählen berichten z. B. COLDING und ERWALL (siehe Literatur). Verschiedene Hartmetallschneiden von Drehstählen, bestehend aus Wolframkarbid, werden etwa eine Stunde lang einem Fluß thermischer Neutronen von der Stärke 10^{12} ausgesetzt, wodurch die Wolframisotope W^{185} (76 Tage) und W^{187} (24 Std.) entstehen. Die Stärke der Strahlung von den Metallspänen, die bei der Bearbeitung einer Stahlprobe abfallen, ist ein Maß für den Verschleiß der Schneiden. Qualitätsunterschiede der Werkzeuge kann man auf diese Weise schnell feststellen, wenn man den Verschleiß als Funktion der Schneidezeit aufträgt.

Der Prozeß der Selbstdiffusion in Metallen, bei dem die Atome durch die Gitteranordnung des Kristalls wandern, kann quantitativ untersucht werden, indem man eine Oberfläche mit einer dünnen Schicht eines radioaktiven Metalles wie Fe^{59}, Co^{60} oder Cu^{64} überzieht. Der Reihe nach werden verschiedene Schichten des lösenden Metalls abgehoben und auf ihren radioaktiven Gehalt hin untersucht. Statt dessen kann man auch die zusätzliche Verringerung der Oberflächenaktivität als Maß für die Diffusion benutzen.

Die Kernstrahlung kann ferner dazu benutzt werden, eine Komponente in einer festen Lösung oder Legierung zu lokalisieren. So wurde $Wolfram^{185}$ als Spurelement für eine Nickellegierung verwandt, die sich aus 70 % Ni, 25 % Cr und 5 % W zusammensetzte.

Eine intensive Quelle von γ-Strahlen wie Co^{60} kann zum Nachweis von Strukturfehlern in Metallen verwandt werden. Die Genauigkeit ist ebenso groß wie bei der Verwendung von Röntgenstrahlen. Der Vorteil besteht u. a. darin, daß keine kostspielige Anlage und Wartung erforderlich sind.

Einige Beispiele der Verwendung radioaktiver Proben zur Feststellung von Flüssigkeitsbewegungen in abgeschlossenen Systemen sind ebenfalls bekannt geworden. Eine radioaktive Substanz, die zur Markierung der Grenze zwischen zwei Petroleumarten in eine Petroleumleitung eingesetzt wird, gestattet die Entdeckung der Grenze noch an einem Punkt Hunderte von Meilen entfernt. Radioaktive Schwimmer können in chemischen Anlagen verwandt werden, wo die Reaktionskessel aus Sicherheitsgründen geschlossen gehalten werden müssen. Der Fluß des Wassers, das in nahezu erschöpfte Petroleumquellen gepumpt wird, um die Gewinnung des restlichen Petroleums zu erleichtern, kann durch γ-aktive Spurelemente verfolgt werden Ein Abfließen des Wassers in benachbarte Quellen, die noch ergiebig sind, kann schnell entdeckt und eine Betonwand zwischen die Quellen gesetzt werden. Die Verschmutzung von Flüssen durch industrielle Abflüsse kann ebenfalls durch die Beigabe eines Isotops zum Ausfluß untersucht werden.

Die Verwendung der Spaltprodukte. In Kap. XV wurden die Spaltprodukte aus dem Reaktorbetrieb lediglich als lästige Abfälle betrachtet, die es zu beseitigen gilt. Für die praktische Verwendung der Spaltprodukte sind viele Vorschläge gemacht worden, wobei manche neuartigen Ideen in Erscheinung traten. Einer der Vorteile der Verwendung von Spaltprodukten als Quellen von γ- oder β-Strahlen gegenüber der von Röntgen- oder Elektronenstrahlapparaturen ist natürlich der, daß weder Instandhaltung noch Reparaturen erforderlich sind. Einige Vorschläge, von denen manche erfolgreich verwirklicht sind, werden im folgenden aufgezählt.

1. Aktivierung von Phosphoren für leuchtende Wegweiser und Verkehrszeichen, Hausnummern und Plakate.

2. Beseitigung elektrostatischer Aufladungen. Die durch Reibung in Maschinen wie Druckerpressen oder Webstühlen entstehende elektrische Ladung kann durch die ionisierte Luft in der Nähe von Spaltprodukten beseitigt werden.

3. Starter für Fluoreszenzlampen. Durch partielle Ionisierung des Gases wird das Zünden erleichtert.

4. γ-Strahlen als Ersatz für Röntgenstrahlen zur radiographischen Untersuchung von Proben.

5. Sterilisation von Nahrung, Medikamenten und medizinischen Hilfsmitteln. Die gewöhnlichen Verfahren zur Gewährleistung antiseptischer Bedingungen bei der Herstellung von Medikamenten, wie etwa Penicillin, sind sehr kostspielig. Als Ersatz kann man Spaltprodukte benutzen, die Strahlungsdosen von der Größenordnung 10^6 r innerhalb der in Frage kommenden Zeiträume abgeben. Die „kalte" Sterilisation von Nahrungsmitteln scheint keine Entfärbung oder Änderungen des Aromas hervorzurufen, wie dies manchmal die normale „heiße" Sterilisation tut. Rohe Milch kann, wie sich zeigte, durch 750000 rep vollständig sterilisiert werden. Die erstaunlichen Unterschiede im Aussehen von Erbsen, Beefsteak und Bohnen, die mit bzw. ohne γ-Bestrahlung sterilisiert wurden, sprechen dafür, die Sterilisierung von Nahrungsmitteln allgemein durch Bestrahlung mit Hilfe von Spaltprodukten vorzunehmen.

6. Bestrahlung gelagerter Produkte zur Vernichtung von Insekten. Die Bestrahlung mit einer Co^{60}-γ-Strahlung von ungefähr 300000 r hat die Lebensspanne verschiedener Insekten, sowohl ausgewachsener wie Larven, um den Faktor 20 oder mehr verringert. Eine äquivalente Dosis von Spaltprodukten tut vermutlich die gleichen Dienste.

7. Auslösung nützlicher physikalischer Veränderungen von Materialien. Durch Elektronenbombardement von Polyäthylen im Forschungslaboratorium der General Electric Company ergab sich, wie berichtet wird, ein Material, das wesentlich temperaturbeständiger ist. Kunststoffbehälter aus diesem Material, die sonst bei Sterilisation im Wasserdampf schmelzen, können nun für pharmazeutische Zwecke verwandt werden. β-Teilchenenergien von Spaltprodukten liegen in dem gleichen Bereich und können für ähnliche Zwecke benutzt werden. Bei vielen Gummiarten und anderen Kunststoffen ruft die Bestrahlung eine Härtung hervor, die für manche Zwecke vorteilhaft ist.

8. Betrieb von Wärmemaschinen durch Strahlungsenergie. Die Absorption von γ- und β-Strahlen in einem Wasser- oder Metallbehälter, in dem Spaltprodukte verteilt sind, führt, wie man zeigen kann, zu einer ausreichenden Wärmeerzeugung für einen Bedarf geringer Leistung. Das „Nachlegen" des Brennmaterials wäre nur in Abständen von 2 bis 3 Monaten erforderlich.

Diese Beispiele für die praktische Verwendung stabiler oder radioaktiver Isotope und Spaltprodukte sollten nur als kurze Einführung in dieses Gebiet dienen. Wer ein vollständigeres Bild zu erhalten wünscht, das auch die Methoden der Behandlung und Analyse einschließt, sei auf die umfangreiche Fachliteratur verwiesen.

Aufgaben

18.1 Wie groß ist die maximale J^{132}-Dosis in Millicuries, die eine Person mit einer mutmaßlichen Schilddrüsenerkrankung erhalten kann, wenn die Strahlendosis für die Schilddrüse kleiner als 5 Röntgen bleiben soll? Man nehme an, das angegriffene Gewebe wiege 20 Gramm.

18.2 Man berechne die spezifische Aktivität (Curies pro Gramm) von reinem P^{32}. Wenn der Nachweis von Zerfallsraten bis herunter zu 10 Zerfallsakte/sec möglich ist, wieviel P^{32} ist dann für ein Spurenexperiment wenigstens erforderlich?

18.3 Man untersuche das Problem, einen Treibriemen in einer Fabrikanlage mit einem β-Strahler zu überziehen, um die statischen Aufladungen zu beseitigen.

18.4 Es wird der Vorschlag gemacht, einem Kunststoffanstrich radioaktiven Kohlenstoff zuzusetzen, um so die Dicke der Farbschicht zu messen. Man untersuche die Durchführbarkeit dieser Idee und die dabei eventuell auftauchenden Gesundheitsprobleme.

Literatur

GUEST, G. H., *Radioisotopes: Industrial Application*, Toronto: Sir Isaac Pitman and Sons, 1950.

AEBERSOLD, P. C., *Isotopes and Their Application in the Field of Industrial Materials*, Am. Soc. Testing Materials *48*, 1, 1948.

SIRI, W. E., *Isotopic Tracers and Nuclear Radiations; with Applications to Biology and Medicine*, New York: McGraw-Hill Book Co., 1949.

GLASSTONE, S., *Sourcebook on Atomic Energy*, New York: D. Van Nostrand, 1950.

Isotopes — A 5-Year Summary of United States Distribution, Washington, D. C.: Atomic Energy Commission, U. S. Government Printing Office, August 1951.

BRADFORD, JOHN R., *Radioisotopes in Industry*, New York: Reinhold Publishing Corp., 1952.

BEHRENS, C. F., Ed., *Atomic Medicine*, New York: Thomas Nelson & Sons, 1949.

CROMPTION, C. E., und N. H. WOODRUFF, *Chemical Syntheses of Labeled Compound I, II*, Nucleonics, März 1950, April 1950.

WOODRUFF, N. H., und E. E. FOWLER, *Biological Synthesis of Radioisotope-Labeled Compounds*, Nucleonics, Februar 1950.

References on Therapeutic and Tracer Uses of Radioisotopes, Circular D-5. Oak Ridge: Isotopes Division (AEC).

Isotopes: Radioactive, Stable, Oak Ridge National Laboratory. Katalog und Preisliste erscheinen periodisch.

BORSOFF, V. N., D. L. COOK und J. W. OTVOS, *Tracer Technique for Studying Gear Wear*, Nucleonics, Oktober 1952, S. 67.

COLDING, B., und L. G. ERWALL, *Wear Studies of Irradiated Carbide Cutting Tools*, Nucleonics, Februar 1953, S. 46.

Industrial Uses of Radioactive Fission Products, Stanford, Cal.: Stanford Research, Institute, September 1951. Siehe auch: Nucleonics, Mai 1951, S. 5; August 1951, S. 11.

Problems in the Use of Fission Products, Nucleonics, Januar 1952, S. 45.

RYAN, J. W., *Effect of Gamma Radiation on Certain Rubbers and Plastics*, Nucleonics, August 1953, S. 13.

HASSETT, C. C., und D. W. JENKINS, *Use of Fission Products for Insect Control*, Nucleonics, Dezember 1952, S. 42.

O'MEARA, J. P., *Radiation Chemistry and Sterilization of Biological Materials by Ionizing Radiations*, Nucleonics, Februar 1951, S. 19. Umfangreiche Literaturzusammenstellung.

KAPITEL XIX

PROBLEME DES KERNENERGETISCHEN ANTRIEBS VON FLUGZEUGEN, UNTERSEEBOOTEN UND RAKETEN

Der kernenergetische Antrieb von Fahrzeugen ist ein weit schwierigeres Problem als die Energiegewinnung in stationären Reaktoren, hauptsächlich wegen des Gewichts der Abschirmvorrichtung, mit der ein Reaktor versehen sein muß. In diesem Kapitel werden wir einen allgemeinen Überblick über die Vorteile der Kernenergie für Antriebszwecke geben und insbesondere die Bedeutung des Gewichtsfaktors im Fall von kernenergetisch betriebenen Flugzeugen zu demonstrieren versuchen. Die Möglichkeit des kernenergetischen Raketenantriebs wird ebenfalls kurz besprochen, obwohl solche Entwicklungen vermutlich erst unternommen werden, wenn das entsprechende Problem bei anderen Fahrzeugen genau untersucht ist.

19.1 *Überblick über das Antriebsproblem*

Der besondere Vorzug des kernenergetischen Antriebs gegenüber dem Benzinmotor und ähnlichen Antriebswerken liegt in dem minimalen Brennstoffverbrauch. Im Idealfall könnte man erwarten, daß eine Maschine von der Größe unserer heutigen Verkehrsflugzeuge Strecken von der Größenordnung des Erdumfangs mit Überschallgeschwindigkeit und ohne Zwischenlandung zurücklegen wird. Bei Benutzung von Treibstoff, der nur die chemische Verbrennungsenergie liefert, ist ein solches Ziel wegen des großen Gewichts des Treibstoffs kaum zu erreichen. Die Situation läßt sich am besten an Hand der Kurven übersehen, die den Aktionsradius gewöhnlicher Flugzeuge als Funktion von Fluggeschwindigkeit und Gewicht darstellen (Abb. 116). Wegen des zu vernachlässigenden Treibstoffverbrauchs wird dabei ein Kernflugzeug durch eine horizontale Linie repräsentiert, da bei ihm der Aktionsradius unabhängig von Gewicht und Geschwindigkeit praktisch unbegrenzt ist.

Die von der NEPA (Nuclear Energy for Propulsion of Aircraft) Gruppe in Zusammenarbeit mit anderen Forschungsgruppen, wie dem Oak Ridge National Laboratory, ausgeführten Untersuchungen haben ergeben, daß Leistungsreaktoren für diesen Zweck verwendbar sind. An die General Electric Company ist die Anweisung ergangen, solch einen Reaktor zu entwerfen und zu bauen. Kombiniert man die wesentlichsten Erfahrungen über Flugzeugkonstruktion, Kernreaktoren und konventionelle Kraftanlagen, so kann man sich einen Überblick verschaffen über die verschiedenen Möglichkeiten, die sich hier

bieten, sowie über die Probleme, die vermutlich gelöst werden müssen. Im Prinzip ist die Sache höchst einfach: Die durch Kernspaltungen im Reaktor erzeugte Wärme wird durch eine zirkulierende Flüssigkeit abgeführt und in die kinetische Energie des ausströmenden Düsengases bzw. der rotierenden Propeller verwandelt; das Flugzeug muß groß genug sein, um die Abschirmungsvorrichtung transportieren zu können; seine periodisch stattfindende Überprüfung und Instandsetzung muß unter Bedingungen radioaktiver Verseuchung

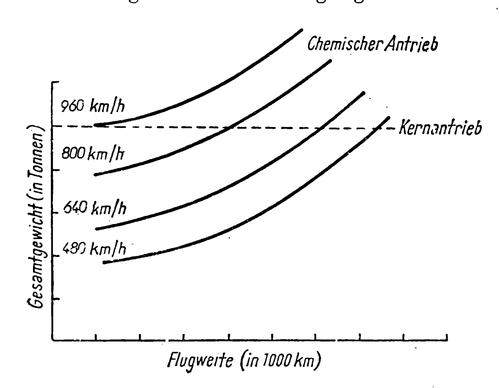


Abb. 116. Geschwindigkeits - Flugweite - Gewichts - Beziehung für Flugzeuge

vorgenommen werden können; im übrigen kann es in konventioneller Weise gebaut sein. Die Wahl der Umwandlungsmethode von Wärme in Antrieb hängt jedoch von dem gewählten Reaktortyp, der Kühlflüssigkeit, dem Wärmeaustausch und dem Antriebssystem ab, die alle aufeinander abgestimmt sein müssen.

Die verschiedenen in Frage kommenden Antriebssysteme sind: a) die *Rakete*, in der ein Treibstoff, z. B. Wasserstoff, durch den Reaktor erwärmt und der austretende Gasstrahl zum Antrieb benutzt wird; b) der *Staudüsenantrieb*, bei dem die vorn eintretende, durch die Fluggeschwindigkeit komprimierte Luft erhitzt und durch die hintere Düse expandiert wird; c) der *Turbodüsenantrieb*, bei dem die eintretende Luft durch eine Turbine weiter komprimiert wird, wobei die Turbine durch die im Reaktor erhitzten Gase angetrieben wird; d) der *Turbinenpropellerantrieb*, bei dem die Turbine einen konventionellen Propeller antreibt.

Sofern es sich um die USA handelt, scheinen die freigegebenen Arbeiten über diesen Gegenstand darin übereinzustimmen, daß der Raketenantrieb unerwünscht ist, weil er einen Hilfsbrennstoff erfordert und nur geringe taktisch-militärische Verwendungsmöglichkeiten besitzt, und daß der Staudüsenantrieb Konstruktionsmaterialien erfordert, die gegen außerordentlich hohe Temperaturen widerstandsfähig sein müssen. Was die beiden restlichen Antriebe betrifft, so ist gegen den Turbinenpropellerantrieb der Einwand zu geringer Geschwindigkeit erhoben worden. Angesichts der durch den Kern-

treibstoff ermöglichten praktisch unbegrenzten Flugdauer erscheint dieser Einwand als nicht sehr schwerwiegend. Da sowohl der Turbinenpropeller- als auch der Turbinendüsenantrieb eine Turbine in der einen oder anderen Form benutzt, soll bei der Diskussion keiner von beiden bevorzugt werden.

Eine weitere Entscheidung betrifft die Alternative zwischen einem Reaktor mit offenem und einem mit geschlossenem Kühlsystem. Eine Luftkühlung würde in die erste Kategorie fallen, während Helium, Quecksilber und Dampf in die zweite gehören. Bei einem offenen System treibt das durch den Reaktor

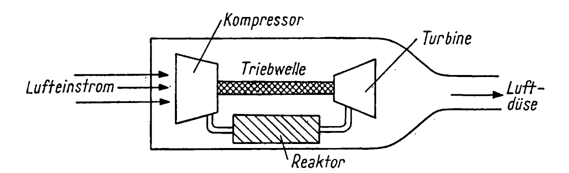


Abb. 117. Düsenturbinenflugzeug mit offenem Kreis

gegangene Kühlmittel direkt die Turbine; bei einem abgeschlossenen Kühlsystem, bei dem das Kühlmittel zirkuliert, können Kühlmittel und Turbinentreibstoff verschieden sein; eine solche Anordnung ist jedoch nur dann günstig, wenn der Wärmeaustauscher einen hohen Wirkungsgrad hat.

Die zahlreichen Kombinationen, die bei einem Reaktorantrieb möglich sind, sind von Ohlinger diskutiert worden. Wir wollen einige dieser Typen auswählen, und zwar weitgehend nach dem Gesichtspunkt ihrer Unterschiede.

Ein Vorteil eines offenen Systems, z. B. mit Luft als Kühlmittel, ist seine konstruktive Einfachheit (Abb. 117). Seine Nachteile bestehen in der Oxydationsgefahr für die heißen Metalloberflächen im Reaktor und darin, daß große Luftmengen durch den Reaktor hindurchgetrieben werden müssen, um die erforderliche Wärme abzuführen.

Der Vorteil eines geschlossenen Systems liegt darin, daß das Kühlmittel für den Reaktor unabhängig vom Turbinentreibstoff gewählt werden kann. So kann z. B. flüssiges Metall als Kühlmittel und Luft zum Antrieb der Turbine benutzt werden, wie in Abb. 118 gezeigt ist. Die Radioaktivität im Metall wird dabei nicht auf die Turbine übertragen, so daß letztere ohne besondere Schutzmaßnahmen ausgewechselt werden kann.

Zu den Nachteilen des geschlossenen Kühlsystems gehören vor allem das zusätzliche Gewicht der Pumpe und des Wärmeaustauschers sowie die Temperaturverluste im Austauscher. Wenn die Temperatur der Antriebsluft für einen wirkungsvollen Betrieb der Turbine schon einen recht hohen Wert haben muß, so muß der Reaktor eine noch höhere Temperatur haben. Wenn man ein abgeschlossenes System mit nur einer Flüssigkeit verwenden will, kann es praktisch sein, Wasserdampf bei hohem Druck durch den Reaktor zirkulieren zu lassen und einen Dampfstrahl hoher Geschwindigkeit zum Antrieb eines Propellers zu benutzen, wie in Abb. 119 skizziert ist. Der Vorteil eines solchen

Antriebs liegt zunächst darin, daß man die Erfahrungen mit Dampfmaschinen verwerten kann; der Nachteil besteht darin, daß der Propellerantrieb kleinere Fluggeschwindigkeiten ergibt als der Düsenantrieb.

Das Hauptproblem bei der Konstruktion eines Flugzeugreaktors besteht vermutlich darin, trotz hoher Temperatur und Neutronenbeschuß die erforderliche Betriebssicherheit zu erreichen. Obgleich sich die Metallteile des Reaktors

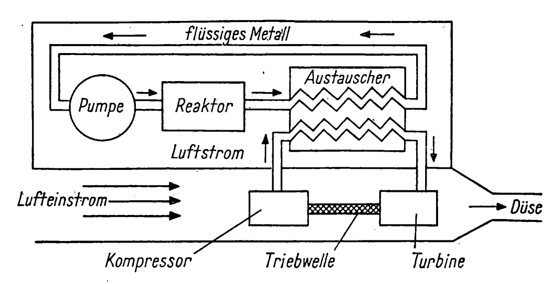


Abb. 118. Turbodüsenflugzeug mit geschlossenem Metall-Luft-Kreis

nicht bewegen, kann dieser Vorteil dadurch zunichte gemacht werden, daß durch den Beschuß mit Neutronen oder Spaltprodukten die Gitterstruktur der Metalle gestört wird. Über die Widerstandsfähigkeit der Metalle bzw. ihrer Legierungen bei Temperaturen im Bereich von etwa 500—1000° C, zumal bei Neutronenbeschuß, wissen wir noch sehr wenig.

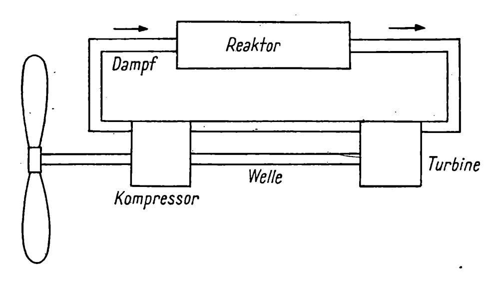


Abb. 119. Turboprop-Flugzeug mit geschlossenem Dampfkreislauf

Ein weiterer sehr wichtiger Faktor in der Gesamtkonstruktion ist die erforderliche Abschirmung gegen Neutronen und γ-Strahlen. (Das Flugzeug sei insofern konventionell, als es eine Bedienungsmannschaft erfordert.) Es ist klar, daß Personal und Reaktor möglichst weit voneinander entfernt sein müssen. Wollte man dies durch Ausnutzung der Spannweite der Flügel erreichen, so würde sich die Schwierigkeit der Gewichtsbalancierung ergeben. Die Spitze-Schwanz-Anordnung erscheint daher als die vernünftigere. Wie wir

schon wissen, reicht dabei die $1/r^2$-Schwächung in keiner Weise zum Strahlenschutz aus. Daher braucht man eine γ-Abschirmung aus einem Schwermetall wie Blei sowie eine Neutronenabschirmung, bestehend aus einem guten Bremsmaterial wie Graphit oder Wasser und einem starken Absorber wie Kadmium oder Bor. Je schwerer jedoch die Abschirmung ist, desto mehr Leistung muß aufgebracht werden, um das Flugzeug zu heben; höhere Leistung bedeutet jedoch auch größeren Neutronen- und γ-Fluß, was wiederum die erforderliche Abschirmung vergrößert. Als Anhaltspunkt für das optimale Gewicht der Abschirmung kann das Treibstoffgewicht eines entsprechenden konventionellen Flugzeugs dienen.

Dieser qualitative Überblick soll im folgenden durch die quantitative Diskussion eines speziellen Beispiels ergänzt und untermauert werden, wobei wir allerdings nicht ganz ohne mehr oder minder willkürliche Annahmen auskommen werden.

19.2 *Beziehung zwischen Gewicht und Abschirmung bei Flugzeugen*

Die folgende schematische Untersuchung der Beziehung zwischen Gewicht und Abschirmung für ein hypothetisches Beispiel soll eines der Hauptprobleme illustrieren, mit denen man es beim Entwurf von kernenergetisch getriebenen Flugzeugen zu tun hat. Wir nehmen an, wir wollten ein bestehendes Flugzeug so abändern, daß es mit einem Kernreaktor an Stelle von chemischen Treibstoffen betrieben werden kann. Eine Vergrößerung der Geschwindigkeit oder Steighöhe soll nicht verlangt werden; der Hauptvorteil soll eine Vergrößerung der Flugweite ohne wiederholte Brennstoffaufnahme sein. Als Beispiel wollen wir die Boeing Stratojet (B-47) wählen, die in Abb. 120 skizziert ist.[1]) Sie ist ein Bomber, der durch sechs General Electric J 47-Düsenturbinen angetrieben wird. Einige ihrer Kenndaten sind folgende:

Gewicht:	56,5 t Eigengewicht
	84 t mit Brennstoff und 9 t Nutzlast
Geschwindigkeit: etwa	960 km/Std.
Steighöhe:	10700 m
Effektive Tragflügelfläche:	168 m² (geschätzt)
Reichweite:	1600 km

Ob ein Umbau dieses Flugzeugs wünschenswert ist oder nicht, steht hier nicht zur Debatte. Das Beispiel dient nur zur Veranschaulichung.

Zum Antrieb des Flugzeugs soll das Düsenprinzip beibehalten, aber die Maschine in der Weise abgeändert werden, daß ein Reaktor die notwendige Erhitzung der zugeführten Luft übernimmt. Reaktor, Abschirmung, Rohrsystem, Hilfsgeräte sowie alles, was zu einer Gewichtszunahme beim Umbau

[1]) Die im folgenden benutzten Daten lieferte GEORGE SNYDER, Chef des Entwurfsbüros bei der Boeing Airplane Company, Seattle, Washington, wofür wir herzlich danken. Die Sicherheitsvorschriften für geheimzuhaltende Daten machen es jedoch erforderlich, daß wir für einige der Konstruktionsparameter nur schätzungsweise Annahmen machen können.

der Maschine führt, muß in Rechnung gestellt werden. Das Standardverfahren zur Bestimmung der Auswirkung von Konstruktionsänderungen bei Flugzeugen besteht in der Untersuchung der Widerstands-Auftriebs-Beziehung. Der Auftrieb L ist gleich der aerodynamischen Kraft auf die Tragflügel, welche bei einem horizontalen Flug gerade das Gesamtgewicht W kompensieren und beim

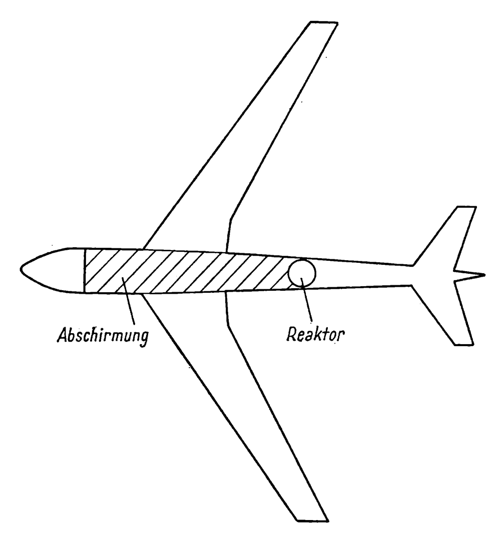


Abb. 120. Für den Antrieb durch Kernenergie abgeändertes Flugzeug (B-47). Gesamtlänge 33 m; Spannweite 35,40 m; Rückwinklung des Tragflügels 35°; Gesamthöhe 8,5 m; Gewicht 56,5 t

Steigen noch eine senkrechte Beschleunigung liefern muß. Der Widerstand D ist gleich der Kraft, die sich der Vorwärtsbewegung entgegenstellt; er muß bei gleichförmigem Flug durch den Schub T kompensiert werden. T muß größer als D sein, wenn das Flugzeug eine Vorwärtsgeschwindigkeit bekommen soll. Jede der Kräfte läßt sich durch die primären Größen: Geschwindigkeit v, Tragflügelfläche (plus effektiver Fläche des Rumpfes) S und Luftdichte ϱ ausdrücken:

$$L\,(\mathrm{g}) = \frac{C_L\,[v\,(\mathrm{cm/sec})]^2\,\varrho\,(\mathrm{g/cm^3})\,S\,(\mathrm{cm^2})}{2g\,(\mathrm{cm/sec^2})},$$

$$D\,(\mathrm{g}) = \frac{C_D\,[v\,(\mathrm{cm/sec})]^2\,\varrho\,(\mathrm{g/cm^3})\,S\,(\mathrm{cm^2})}{2g\,(\mathrm{cm/sec^2})}.$$

Die Auftriebs- und Widerstandskoeffizienten C_L und C_D sind dimensionslose Faktoren, die man aus Experimenten im Windkanal erhält. Sie hängen von

der Tragflügelform und dem Anstellwinkel gegen die entgegenströmende Luft ab. Abb. 121 zeigt die Beziehung zwischen C_L und C_D für eine Tragflügelform, die der des B 47-Tragflügels ähnlich sein dürfte (NACA Tragflügel 65-410).

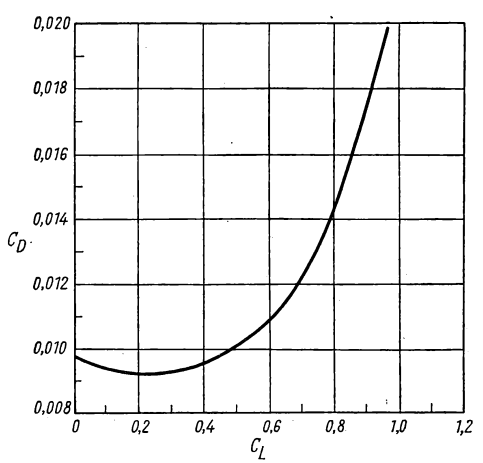


Abb. 121. Zusammenhang zwischen Auftriebs- und Widerstandszahlen für NACA Tragflügel Nr. 65-410

Wir wählen als Geschwindigkeit v in einer Höhe von 10700 m einen Wert von $23{,}4 \cdot 10^3$ cm/sec. Mit $S = 168$ m², $\varrho = 0{,}385 \cdot 10^{-3}$ g/cm³ und $L = W = 84000$ kg erhalten wir

$$C_L = \frac{2 \cdot 981 \cdot 840 \cdot 10^5}{385 \cdot 10^{-6} \cdot 168 \cdot 10^4 \cdot 5{,}48 \cdot 10^8} = 0{,}46\,.$$

Dieser Wert muß noch korrigiert werden, um dem Unterschied zwischen der idealisierten und der wirklichen Tragfläche Rechnung zu tragen. Aus den besten Abschätzungen ergibt sich dann $C_L = 0{,}53$. Aus Abb. 121 ergibt sich sodann ein Widerstandskoeffizient von 0,0103. Wir fügen noch 10 % hinzu wegen des Widerstandes, der durch die endliche Spannweite des Flügels verursacht wird. Das Ergebnis ist dann $C_D = 0{,}0113$. Setzen wir dies in die Widerstandsformel ein, so erhalten wir einen Tragflügelwiderstand von

$$D_w = \frac{0{,}0113 \cdot 5{,}48 \cdot 10^8 \cdot 384 \cdot 10^{-6} \cdot 168 \cdot 10^4}{2 \cdot 981} = 20{,}4 \cdot 10^5\,\mathrm{g}\,.$$

Hinzu kommt noch der Widerstand infolge von Schwanz, Rumpf und Maschine. Nehmen wir typische Koeffizienten für jede dieser Tragwerksteile und treffen eine vernünftige Wahl für die effektiven Flächen, so ergibt sich ein totaler Zusatzwiderstand von $3{,}77 \cdot 10^3$ kg. Der Widerstand (und daher auch die

erforderliche Schubkraft) des ursprünglichen Flugzeugs beträgt daher $5{,}8 \cdot 10^3$ kg. Die Schubkraft in Pferdestärken, die erforderlich ist zur Überwindung dieses Widerstandes, ist gegeben durch die Beziehung

$$\mathrm{PS} = \frac{T\,(\mathrm{g})\; v\,(\mathrm{km/Std.})}{270},$$

was etwa 18000 PS ergibt. Unter Benutzung des Umrechnungsfaktors 1 PS $= 0{,}736$ kW erhalten wir

$$P = 13\,200\ \mathrm{kW} \quad \text{oder} \quad 13{,}2\ \mathrm{MW}.$$

Unter sonst gleichen Bedingungen muß der Reaktor die gleiche Nutzleistung liefern wie das alte Antriebssystem. Das wirkliche Leistungsniveau des Reaktors muß beträchtlich höher sein als 13,2 MW wegen der inneren Wirkungsgrade. Wir wollen den Gesamtwirkungsgrad des Reaktors zu 15% annehmen. Dies bedeutet, daß das Leistungsniveau des Reaktors bei 90 MW liegen muß.

Als nächsten Schritt müssen wir herausfinden, welche Abschirmung erforderlich ist, um das Flug- und Bodenpersonal zu schützen. Es ist klar, daß wir den Reaktor von der Flugbesatzung durch den größtmöglichen Abstand trennen, um das $1/r^2$-Gesetz auszunützen. Wir setzen den Reaktor in die Nähe des Flugzeugschwanzes, etwa 15,25 m von der Besatzungskabine entfernt. Durch einen solchen Abstand ist eine ausreichende Abschirmung in keiner Weise gewährleistet, wie in Kap. XIV gezeigt wurde; für den Sicherheitsabstand von einem Reaktor ohne Reflektor und einem so niedrigen Leistungsniveau wie 10 kW ergaben sich bereits 400 m. Zwei Hauptstrahlungsarten müssen abgeschirmt werden — die γ-Strahlen und die schnellen Neutronen. Für die schnellen Neutronen gibt es verschiedene Materialien, wie etwa Bor, um die entstehenden thermischen Neutronen stark genug zu absorbieren. Die Spaltrate in einem 90-MW-Reaktor ist

$$(90\ \mathrm{MW})\ (3 \cdot 10^{16}\ \text{Spaltungen/sec MW}) = 2{,}7 \cdot 10^{18}\ \text{Spaltungen/sec}.$$

Die Anzahl der pro Sekunde emittierten schnellen Neutronen ist daher gleich dem 2,5fachen hiervon, d. h. gleich $6{,}75 \cdot 10^{18}$; die Anzahl der γ-Quanten von 2 MeV ist ungefähr gleich dem 5fachen der Spaltrate, d. h. gleich $13{,}5 \cdot 10^{18}$. Das Problem der Streuung durch die Luft auf dem Wege bis zur Mannschaft wollen wir vollkommen vernachlässigen. Der Einfachheit halber wollen wir Blei zur Abschirmung der γ-Strahlung und Wasser zum Abbremsen der Neutronen benutzen. Wir können die Dicke x der kugelschalenförmigen Abschirmung der beiden Materialien getrennt abschätzen, die erforderlich sind, um in einer Entfernung von 15,25 m vom Mittelpunkt des Reaktors das Toleranzniveau zu erreichen. Für die 2-MeV-γ-Strahlen wählen wir als Absorptionskoeffizienten von Blei einen Wert von $0{,}53\ \mathrm{cm}^{-1}$. Die γ-Strahlen mögen aus dem Reaktorkern zu etwa 22% austreten, so daß der

anfängliche Fluß gleich $3 \cdot 10^{18}$ ist. Als Toleranzfluß nehmen wir 800 an. Dann gilt

$$\frac{e^{-0,53x}}{4\pi[1525]^2} = \frac{800}{3 \cdot 10^{18}}.$$

Es ist zu bemerken, daß der Radius des Reaktorkerns als klein vernachlässigt wird gegen den Abstand von 15,25 m bei der $1/r^2$-Schwächung. Die letzte Gleichung ergibt

$$e^{0,53x} = 1,28 \cdot 10^8, \quad x = 35 \text{ cm}.$$

Wenn der Reaktorkern eine Kugel von 91,5 cm Radius ist, wird das Schalenvolumen gleich

$$\frac{4\pi}{3}[(126)^3 - (91,5)^3] = 52,7 \cdot 10^3 \text{ cm}^3.$$

Bei einer Dichte von (11,3) (0,998) = 11,28 g/cm³ wird das Gewicht gleich 60 t.

Wir können nun die Rechnung für die Wasserabschirmung wiederholen unter der Annahme einer Schwächungslänge schneller Neutronen von 8 cm und einem Austritt von 11 % aus dem Reaktorkern ($7,5 \cdot 10^{17}$ Neutronen/cm² sec). Als Toleranzfluß nehmen wir 22 Neutronen/cm²sec; dies ergibt

$$\frac{e^{-\frac{x}{8}}}{4\pi[1525]^2} = \frac{22}{7,5 \cdot 10^{17}},$$

also

$$e^{\frac{x}{8}} = 1,2 \cdot 10^9, \quad x = 167 \text{ cm}.$$

Wenn das Wasser außerhalb des Bleies liegt, wird sein Volumen

$$\frac{4\pi}{3}[(293)^3 - (126)^3] = 97 \cdot 10^6 \text{ cm}^3$$

und sein Gewicht

$$97 \cdot 10^6 \cdot 0,998 \approx 97 \text{ t}.$$

Das Gesamtgewicht der Abschirmung, Blei plus Wasser, wird daher gleich 157 t. Erinnern wir uns, daß das Gewicht des vollgeladenen Flugzeugs gleich 84 t ist, so finden wir, daß das Gewicht der Abschirmung völlig undiskutabel ist. Um das Gewicht zu reduzieren, muß die allseitige Abschirmung geopfert werden. Wir nehmen an, zum Schutze der Mannschaft genüge ein Sektor aus der zuvor betrachteten kugelförmigen Abschirmung, der ungefähr ein Fünftel der gesamten Kugel ausmacht, also 31,4 t wiegt. Die mittlere Dichte des Reaktors selbst sei 2 g/cm³, was zu einem Gewicht von ungefähr 6,4 t führt. Wenn die Probeflüge ohne konventionellen Treibstoff oder die 9 t Nutzlast ausgeführt werden, finden wir, da das Nettogewicht

des Flugzeugs gleich 56,5 t ist, eine effektive Gewichtszunahme des Systems von 10,3 t oder 12 %. Der Auftrieb muß daher entsprechend größer sein, ebenso der Schub; schätzungsweise werden beide um je 12 % wachsen müssen. Daher muß auch die Abschirmung vergrößert werden. Wir wollen die zusätzliche Dicke Δx des Wassers abschätzen, die erforderlich ist, um die hinzukommenden schnellen Neutronen abzustoppen. Die notwendige Bedingung lautet

$$e^{-\frac{\Delta x}{8}} = \frac{1}{1{,}12},$$

da der Abstand von 15,25 m unverändert bleibt. Die Dicke beträgt nur 0,91 cm, was vernachlässigbar erscheint. Das Gewicht dieser Schale beträgt jedoch

$$4\,\pi\,(293)^2 \cdot 0{,}91 \cdot 0{,}9983 = 990 \text{ kg},$$

d. h. ungefähr 1 t. Es ergibt sich also ein circulus viciosus. Das Anwachsen der Abschirmung erfordert mehr Antriebsleistung, was wiederum eine stärkere Abschirmung erforderlich macht, usw. In der Praxis kann die Analyse natürlich so aufgestellt werden, daß man unmittelbar verträgliche Werte für Leistungsniveau, Dicke der Abschirmung und Gewicht findet. Wir glauben jedoch, daß die durchgeführten Abschätzungen dazu beitragen, das Problem besser zu verstehen.

19.3 *Kernreaktoren für Düsenflugzeuge*

Das nächste interessierende Problem besteht in der Abänderung des Düsenmotors. Wir wollen über diesen Gegenstand nur ein paar allgemeine Bemerkungen machen.

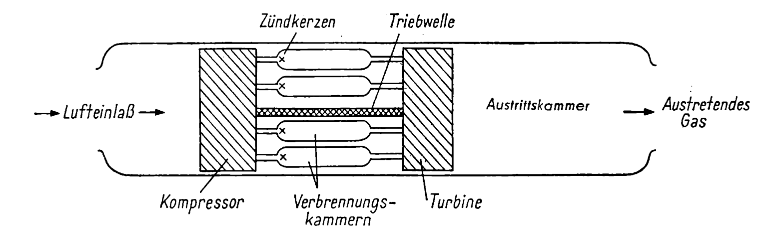


Abb. 122. Konventioneller Düsenmotor. [Mit Erlaubnis der General Electric Co.]

Da die General Electric Company das Kernflugzeug entwirft, ist es logisch, einen G.-E.-Düsenmotor anzunehmen. Die Düseneinheit des F-86 D „Sabre"-Düsenflugzeugs, das von der North American Aviation gebaut wurde, ist in Abb. 122 skizziert. Das Betriebsprinzip ist relativ einfach. Die Luft tritt durch einen Einlaß vorn an der Maschine ein und wird durch einen

Kompressor, der durch die Turbine im hinteren Teil betrieben wird, auf mehrere Atmosphären komprimiert. Die komprimierte Luft tritt in eine Reihe von acht Verbrennungskammern ein, die rund um die Treibachse montiert sind. Der Brennstoff aus den Tanks, die von der Maschine getrennt sind, wird in die Zylinder gespritzt, und die Mischung wird dann durch einen Zündfunken gezündet. Die erhitzte Luft treibt das Turbinenrad und entweicht in die hintere Kammer. Der Nachbrenner besteht aus einem Bereich, in dem durch Verbrennen von zusätzlichem Brennstoff das Gas weiter erhitzt wird. Der hohe Druck, der in der hinteren Kammer entsteht, treibt die Luft durch die Düse in einem Strom hoher Geschwindigkeit heraus. Nach dem Gesetz von der Erhaltung des Impulses ist der Schub, welcher der Maschine erteilt wird, gleich dem Produkt aus Massenausfluß und Ausflußgeschwindigkeit.

Die durch das Verbrennen des Treibstoffs erzeugte Wärme muß nun durch die bei Kernspaltungen erzeugte ersetzt werden. Zwei Möglichkeiten bieten sich sogleich an: a) in jeden Düsenmotor einen Reaktor zu setzen wie in Abb. 117 oder b) alle Düsenmotore durch einen einzigen Reaktor zu betreiben.

Im ersten Fall wird man vermutlich je einen zylindrischen Reaktor in dem Raum anbringen, der vorher von den Verbrennungskammern eingenommen wurde, wobei der Raum entlang der Zentralachse für die Treibachse der Turbine freigelassen wird. Die eintretende Luft kann sowohl als Reaktorkühlung dienen als auch das Medium sein, welches den Vorwärtsschub der Maschine erreicht. Der Satz von Verbrennungskammern nimmt einen Raum von ungefähr 90 cm Länge und 90 cm Durchmesser ein, was Auskunft über die Größe des Reaktors gibt. Aus unseren vorhergehenden Untersuchungen haben wir gesehen, was für ein Problem es ist, die erforderliche große Oberfläche für die Wärmeübertragung an die Luft in einem Reaktor von dieser Größe zu erreichen. Das Volumen der Zwischenräume für die Kühlkanäle verursacht ein Anwachsen des Neutronenverlustes proportional zum Quadrat des Dichteverhältnisses. Der Vorteil einer solchen Anordnung besteht darin, daß die Wärmeübertragung direkt erfolgt, vom Reaktor an die Luft; Verluste durch Ableitung und Abstrahlung wie bei langen Rohrsystemen treten nicht auf. Vom militärischen Standpunkt aus sind sowohl Vor- als auch Nachteile bei dieser Anordnung vorhanden. Der exponierte Reaktor ist leichter durch Beschuß zu zerstören als ein Reaktor, welcher mit einer Abschirmung im Rumpf des Flugzeugs versehen ist. Andererseits wird der Verlust eines von den sechs antreibenden Reaktoren das Flugzeug zwar hemmen, aber nicht ausfallen lassen. Man kann auch die Frage stellen, wie sich die Reaktivität des Reaktors verhält, wenn seine Geometrie gestört wird, z. B. durch eine lokale Kompression des Moderators. Diese Argumente brechen jedoch zusammen, wenn man ferngesteuerte Geschosse in Betracht zieht. Ein anderer Nachteil des separaten Antriebs besteht in der Schwierigkeit, die Mannschaft abzuschirmen. Das Problem ist jedoch nicht unlösbar, da man einen Flugzeugtyp verwenden kann, bei dem die Flügel näher am Schwanz als am Kopf angebracht sind.

Die zweite Möglichkeit — ein einziger, mehr zentral gelegener Reaktor — paßt in die Abschirmüberlegungen des vorhergehenden Abschnitts hinein. In diesem Fall werden die Verbrennungskammern durch die Wärmeaustauscher ersetzt, indem man ein flüssiges Metall zur Reaktorkühlung benutzt wie in Abb. 118. Das Volumen eines Austauschers kann, wie in Abschn. 10.6 gezeigt ist, sehr viel kleiner sein als das eines Reaktors. Jetzt tragen nur die Rohre für die Kühlflüssigkeit und die Luftströmung zum Volumen bei, da der Brennstoff und das Bremsmaterial irgendwo anders untergebracht werden kann. Man müßte dann einen gewissen Wärmeverlust und eine Verringerung des Wirkungsgrades bei diesem System mit in Kauf nehmen, wie wir schon vorher bemerkten. Bis jedoch ein Kernreaktor eine so vertraute Maschine ist wie ein konventioneller Flugzeugmotor, wird es vom Betriebsstandpunkt aus vorzuziehen sein, es nur mit einem anstatt mit sechs Reaktoren zu tun zu haben. Ein flüssiges Metall stellt natürlich nicht die einzig mögliche Wahl für das primäre Kühlmittel dar. Gase wie Luft oder Helium können ebenfalls verwendet werden, wobei sich allerdings Probleme ergeben, die von der geringen Wärmekapazität und Wärmeleitfähigkeit herrühren.

19.4 *Antrieb von Unterseebooten*

Die freigegebenen Arbeiten zur Geschichte des durch Kernenergie betriebenen Unterseebootes, das durch die AEC und die U. S. Navy finanziert wurde, sind in vielen populären Artikeln vollständig wiedergegeben worden. Wir wollen hier nur eine kurze Bemerkung über diese wichtige Entwicklung machen.

Die Begrenzung durch das Gewicht der Abschirmung ist beim Unterseeboot nicht so schwerwiegend wie beim Flugzeug. Daher kann der Unterseebootreaktor einem stationären System viel näher kommen. Zwei Programme sind bereits auf dem Wege zum Erfolg.

1. Ein wassergekühlter Reaktor wurde von der Westinghouse Corporation in der Reaktorversuchsstation Arco, Idaho, gebaut und in Betrieb genommen (1. Mai 1953). Bei dieser Einheit liefert ein Wasser-Wasser-Wärmeaustauscher den Dampf für die Turbinen, die wiederum die Propellerwelle treiben. Dieser thermische Unterseebootreaktor besteht aus angereichertem U^{235} in heterogener Form. Das erste Atomunterseeboot, der *Nautilus*, gebaut von der Electric Boat Company, Groton, Connecticut, lief im Januar 1954 vom Stapel. Das Neue seines Reaktors besteht in der Verwendung „eingeschlossener“ Pumpen. Bei diesen sind der Motor und die Pumpe zusammen in einem Wasserrohr eingeschlossen. Ein Ausfluß radioaktiven Wassers durch die Zapfenlager, wie bei konventionellen Pumpen, ist dadurch unmöglich gemacht.

2. Eine andere Ausführung, der intermediäre Unterseebootreaktor, wurde von der General Electric Company in der Nähe von Schenectady im Staate New York konstruiert. Wie sein Name sagt, wird er mit Neutronen von intermediären Energien betrieben. Als Kühlmittel wird flüssiges Natrium verwendet, wieder mit einem Wärmeaustauscher, um die Dampfenergie zu liefern.

19.5 *Weltraumflug mit Kernreaktoren*

Bei der Diskussion des Antriebsproblems von Kriegs- und Verkehrsflugzeugen nahmen wir an, das Raketenprinzip sei weniger wünschenswert wegen der Brennstoffmenge, die dabei transportiert werden müßte. Wenn das Kernflugzeug mit seiner im wesentlichen unbegrenzten irdischen Reichweite vollendet sein wird, wird sich die Aufmerksamkeit auf Flüge von der Erde fort, etwa zum Mond, konzentrieren. Für den Antrieb außerhalb der Erdatmosphäre versagt das Turbinen-Düsen-Prinzip, das in Abschn. 19.3 beschrieben wurde, wegen des Fehlens von Luft, und das Raketenprinzip muß verwendet werden. Wir wollen einen Überblick geben über die drei hauptsächlichsten Gesichtspunkte dieses Problems: die Grundlagen der Raketenbewegung, die notwendigen Bedingungen, um das Gravitationsfeld der Erde zu überwinden, und die Aussichten, die Wärmeenergie eines Kernreaktors zum Antrieb der Rakete auszunutzen.

Maximale Raketengeschwindigkeiten. Die falsche populäre Vorstellung, die Rakete stoße sich gewissermaßen mit den ausgestoßenen Gasen an der Luft ab, kann durch den Satz von der Erhaltung des Impulses abgetan werden: Wenn der Bruchteil dm des Brennstoffes in der Zeit dt mit einer Geschwindigkeit v_f (in bezug auf die Rakete) ausgestoßen wird und die Rakete damit den Impuls $(dm)v_f$ abgibt, muß die Rakete einschließlich des Treibstoffs, den sie in diesem Augenblick enthält, einen Impuls in Vorwärtsrichtung von der gleichen Größe erhalten.

Nach dem zweiten Newtonschen Gesetz ist die Kraft gleich der zeitlichen Ableitung des Impulses, und wir erhalten:

$$F = \frac{(dm)\,v_f}{dt}.$$

Die Geschwindigkeit, mit der der Brennstoff ausgestoßen wird, $dm/dt = a$, ist vermutlich konstant, und der Vorwärtsschub ist es daher auch. Die Masse der Rakete nimmt kontinuierlich ab wegen des Verlustes an Treibstoff, was zu einer zunehmenden Beschleunigung führt. Die Bewegungsgleichung für einen senkrechten Flug unter Vernachlässigung der Schwerkraft lautet $m dv/dt = a v_f$, wo $m = m_0 - at$ ist. Integration ergibt

$$\boxed{v = v_f \ln \frac{m_0}{m}.}$$

Dies ist die Raketengrundgleichung; sie liefert die Endgeschwindigkeit v als Funktion der Ausströmgeschwindigkeit v_f, der anfänglichen Masse m_0 und der Masse m der treibstoffleeren Rakete. Bei einem senkrechten Flug ist außer dem hier vernachlässigten Luftwiderstand auch noch der Einfluß der Schwerkraft in Abzug zu bringen.

Überwindung der Erdanziehung. Zwei Möglichkeiten des interplanetarischen Fluges sind in Betracht gezogen worden: a) direktes und vollständiges Entweichen aus dem Gravitationsfeld der Erde; b) Einrichtung einer Zwischen-

satellitenbahn in einer Höhe von ungefähr 1600 km über der Erdoberfläche. Die Anforderungen an die Endgeschwindigkeit der Rakete sind im letztgenannten Fall weniger groß. Wir wollen die in den beiden Fällen erforderlichen Geschwindigkeiten abschätzen.

Wir können die Endgeschwindigkeit berechnen, die eine Rakete zur Überwindung der Gravitationskraft benötigt, indem wir uns die Rakete als ein Geschoß der Masse m vorstellen, das in senkrechter Richtung von der Erde abgefeuert wird. Um von der Erde fortzukommen, muß das Geschoß eine kinetische Energie $^1/_2\, mv^2$ besitzen, die mindestens so groß ist wie die Arbeit, die geleistet werden muß, um es von der Erdoberfläche bis ins Unendliche zu bringen. Da sich die Schwerkraft als Funktion des Abstandes r vom Erdmittelpunkt wie $F = GMm/r^2$ verhält, wo M die Masse der Erde und G die Gravitationskonstante sind, finden wir für die Arbeit

$$W = \int_{r_e}^{\infty} F\, dr = \frac{GMm}{r_e}.$$

Hier ist r_e der Erdradius. Da $^1/_2\, mv^2 = W$, wird

$$v = \sqrt{\frac{2GM}{r_e}}.$$

Setzt man die bekannten Werte für die Konstanten ein, so ergibt sich für die Entweichgeschwindigkeit 11,2 km/sec.

Die Geschwindigkeit v_s eines Satelliten in der Höhe h über der Erdoberfläche ergibt sich aus der Gleichsetzung der Zentrifugalbeschleunigung $v_s^2/(r_e + h)$ und der Gravitationsbeschleunigung $g_0[r_e/(r_e + h)]^2$, wo g_0 der Wert an der Erdoberfläche ist. Lösen wir dies nach v_s auf, so erhalten wir

$$v_s = r_e \sqrt{\frac{g_0}{r_e + h}}.$$

Für eine Bahn in einer Höhe von 1730 km über der Erde ergibt sich $v_s = 7$ km/sec. Die maximale Austrittsgeschwindigkeit eines chemischen Brennstoffs beträgt nur etwa 3,4 km/sec.

Das Massenverhältnis m_0/m, das zum Verlassen der Erde bzw. zur Erreichung einer bestimmten Bahn erforderlich ist, kann nun aus der Raketengrundgleichung bestimmt werden. Für die beiden Fälle finden wir: kosmische Rakete: $m_0/m = 28$; Satellit: $m_0/m = 8$. Im ersten Fall muß also wenigstens $^{27}/_{28}$ des Systems beim Start aus Brennstoff bestehen, d. h., für jedes Kilo Raketenhülle, Ausrüstung oder Besatzung werden 27 Kilo Brennstoff benötigt. Im Fall des Satelliten sind nur $^7/_8$ Brennstoff erforderlich. Die Satellitenbedingung ist daher sehr viel einfacher zu erfüllen. Es ist klar, daß, wenn ein Kernreaktor die erforderliche Wärme liefert, dem austretenden Gas eine höhere Geschwindigkeit als 3,4 km/sec erteilt werden kann und das Gewichtsverhältnis dadurch noch günstiger wird.

Die mögliche Anwendung eines Reaktors. In einer Rakete wie der vom V2-Typ sind sowohl ein Brennstoff (Alkohol) als auch ein Oxydationsmittel (flüssiger Sauerstoff) vorgesehen. Da der Reaktor die Wärmeenergie liefern soll und keine chemische Reaktion stattfindet, wird ein Gas wie Wasserstoff, das in flüssiger Form aufgenommen wird, als Treibstoff dienen. Man kann sich seine Verwendung zuerst als Kühlmittel für die Raketenoberfläche vorstellen, die durch die Reibung der Luft aufgeheizt wird. Der wünschenswerteste Reaktorentwurf vom Standpunkt der Wärmeübertragung und der

Abb. 123. Kernrakete

Materialbeanspruchung würde ein poröses System sein, durch das Wasserstoff fließt. Eine homogene Mischung sehr kleiner Teilchen aus Graphit und angereichertem Urankarbid würde eine schnelle Übertragung der Spaltungswärme auf das Kühlmittel erlauben. Die Prinzipien, die in Abschn. 10.3 für den Flüssigkeitsfluß in einem porösen Medium diskutiert wurden, kann man verwenden, um den erforderlichen Druckunterschied zu bestimmen. Die Wärmeübertragungseigenschaften bestimmt man am besten durch Modellversuche, da über diese Art von Wärmetransport bisher wenig bekannt ist.

Wir wollen nun die Reaktorleistung abschätzen, die zur Erreichung einer mit der Bahngeschwindigkeit vergleichbaren Geschwindigkeit erforderlich ist. Wir nehmen an, das Reaktorgewicht sei ein Zehntel und das Brennstoffgewicht acht Zehntel des gesamten Raketengewichts. Ferner habe der Reaktor die Form eines Zylinders von 180 cm Durchmesser und 180 cm Länge; die Porosität sei 0,5. Bei einer normalen Graphitdichte von 1,65 g/cm³ führt dies zu einer Reaktormasse von 3775 kg, einer Brennstofflast von 30200 kg und einem Rest von 3775 kg. Die äußeren Maße der Rakete sind in Abb. 123 eingetragen. Um eine Endgeschwindigkeit von 7,00 km/sec zu erreichen, muß die Austrittsgeschwindigkeit des Treibgases den Wert

$$v_f = \frac{7{,}00}{\ln\frac{1}{0{,}2}} = \frac{7{,}00}{1{,}61} = 4{,}35 \text{ km/sec}$$

haben. Die Schubkraft T muß sicherlich größer sein als das ursprüngliche Gewicht von 37750 kg, um beim Start der Rakete den Widerstand der Erdatmosphäre zu überwinden. Wir nehmen einen Schubwert vom Doppelten

des anfänglichen Totalgewichtes an, d. h. näherungsweise $T = 75500$ kg. Die minimal notwendige Reaktorleistung P ist gleich dem Produkt Tv_f, also

$$P = (75\,500\,\mathrm{kg})\,(4{,}35 \cdot 10^3\,\mathrm{m/sec}) = 3{,}3 \cdot 10^9\,\mathrm{W} = 3300\,\mathrm{MW}.$$

Die entscheidende Frage ist nun die, ob sich ein so hohes Leistungsniveau erreichen läßt, ohne daß die Betriebstemperatur des Reaktors die zulässige Grenze übersteigt. Wir berechnen zunächst den Massenfluß a des Wasserstoffs aus der Beziehung $T = av_f$:

$$a = \frac{75\,500 \cdot 981}{435 \cdot 10^3} = 1{,}73 \cdot 10^5\,\mathrm{g/sec}.$$

Wenn der Massenfluß konstant ist, wird der Treibstoff nach der Zeit

$$t = \frac{302 \cdot 10^5\,\mathrm{g}}{1{,}73 \cdot 10^5\,\mathrm{g/sec}} = 175\,\mathrm{sec}$$

erschöpft sein. Bei hohen Temperaturen ist die spezifische Wärme des Wasserstoffs nahezu gleich 4 cal/g°C (oder 16,7 Joule/g°C). Der Temperaturanstieg beträgt also

$$\Delta T = \frac{Q}{ca} = \frac{3{,}4 \cdot 10^9\,\mathrm{W}}{(16{,}7\,\mathrm{Joule/g^\circ C})\,(1{,}73 \cdot 10^5\,\mathrm{g/sec})} = 1140^\circ\,\mathrm{C}.$$

Die Reaktortemperatur liegt vermutlich nur wenig über diesem Wert. Der Schmelzpunkt von Urankarbid liegt bei 2260° C, der von Kohlenstoff bei rund 3600° C.

Die oben angeführten Zahlen stellen natürlich nur den allgemeinen Rahmen dar, innerhalb dessen das Problem einer Rakete mit Reaktorantrieb gelöst werden muß. Dieser Überblick zeigt jedoch, daß mit Kernenergie betriebene Raketen nicht außerhalb des Bereichs des Möglichen liegen.

Aufgaben

19.1 Die J-47-Turbinen-Düsen-Maschine besitzt in Meereshöhe einen Schub von 2360 kg bei 960 km/Std. Man bestimme die Leistung in PS eines B-47-Flugzeugs in einer Höhe von $10 \cdot 10^3$ m, wo der Schub jeder der sechs Maschinen $^1/_3$ des Schubes in Meereshöhe ist.

19.2 Wieviel Gewicht kann eingespart werden, wenn man zulassen würde, daß die Mannschaft eines mit Kernenergie angetriebenen Flugzeugs auf einem Flug von 8000 km an Stelle der Toleranzdosis die Dosis von 1 r γ-Strahlen empfängt?

19.3 Man setze die im Text gegebene Untersuchung des Flugzeuggewichts noch einen Schritt weiter fort, um die zusätzlich erforderliche Leistung zu bestimmen, wenn die Abschirmung durch eine Schicht von 1000 kg Wasser verstärkt wird.

19.4 Welche Reaktorleistung ist erforderlich, um bei einer Rakete die Entweichgeschwindigkeit von 11,2 km/sec zu erreichen?

19.5 Die Raketengrundgleichung wurde für die Bewegung im freien Raum abgeleitet. Wie muß sie abgeändert werden, wenn eine konstante Schwerkraft während der Brennperiode wirksam ist?

Literatur

OHLINGER, L. A., *Engineering Aspects of Nuclear Reactors*, Nucleonics, Dezember 1949, Januar 1950, Februar 1950, März 1950.

GOODMAN, C. Ed., *The Science and Engineering of Nuclear Power*, Cambridge, Mass.: Addison-Wesley Press, 1949, Bd. I, II.

KALITINSKY, A., *Atomic Power and Aircraft Propulsion*, Soc. of Automotive Eng. Transactions. Januar 1949, S. 1.

KRAMER, A. W., *Nuclear Power for Mobile Use*, Power Generation, Februar 1949, S. 78.

KOSHUBA, W. J., *Metallurgical Considerations in the Application of Nuclear Energy for Propulsion of Aircraft*, Metal Progress, Mai 1949, S. 635.

HUNTINGTON, HARRIET E., *Aircraft*, USA. New York: Doubleday & Co., 1951.

ABBOT, IRA, H., *Theory of Wing Sections*, New York: McGraw-Hill Book Co., 1949.

WOOD, KARL D., *Technical Aerodynamics*, New York: McGraw-Hill Book Co., 1947.

PERKINS, COURTLAND D., und ROBERT E. HAGE, *Airplane Performance, Stability and Control*, New York: John Wiley & Sons, 1950.

WHYBRA, M. G., *Atomic Rocket Motor*, Rocket Science, März 1949, S. 7; Dezember 1949, S. 88.

KALITINSKY, A., *Nuclear Power for Aircraft*, Air Affairs, Winter 1949, S. 539.

Semi-Annual Reports of AEC to Congress, Washington, D. C.: U.S. Government Printing Office, Juli 1950 bis jetzt.

HEMKE, PAUL E., *Elementary Applied Aerodynamics*, New York: Prentice-Hall, Inc., 1946.

DURHAM, F. P., *Aircraft Jet Power Plants*, New York: Prentice-Hall, Inc. 1951.

KAPITEL XX

ELEKTRISCHE LEISTUNG AUS SPALTBAREM MATERIAL

In der Zeit, als die Kernwaffen entwickelt wurden, wies fast jeder populäre Artikel auf diesem Gebiet darauf hin, daß die neue Energieform auch für friedliche Zwecke verwandt werden kann, insbesondere als eine ungeheure Quelle elektrischer Energie. Seitdem wurde jedoch der größere Teil des Atomenergieprogramms der USA auf militärische Zwecke verwandt, was die Entwicklung der Atomelektrizität vermutlich um wenigstens fünf Jahre verzögert hat. In diesem Kapitel wollen wir einen Überblick geben über die Faktoren, die für die praktisch-ökonomische Seite beim Bau von elektrischen Kraftwerken mit kernenergetischem Betrieb maßgebend sind, und darüber hinaus versuchen, den Nutzen solcher Kraftwerke für die künftige Entwicklung einzuschätzen.

20.1 *Beschaffung und Kosten des Brennstoffs*

Die ersten Überlegungen müssen der Häufigkeit und den Kosten des Kernbrennstoffs gelten. Thorium und Uran kommen der Häufigkeit der Elemente nach an siebenter und neunter Stelle in der Erdkruste vor, sie treten mit 11 bzw. 4 pro mille auf. Sie kommen jedoch nur in geringen Konzentrationen vor, im Gegensatz zu Erzen wie Gold und Silber. Die verwendbaren Weltvorräte der beiden Elemente wurden auf je ungefähr $5 \cdot 10^7$ kg geschätzt.[1]) Der Energieverbrauch der Welt pro Jahr kann mit 10^6 kg spaltbaren Materials befriedigt werden. Die Uran-Thorium-Vorkommen entsprechen also einem Weltbedarf von 100 Jahren. Als Hilfsquelle würden diese Materialien natürlich sehr viel länger anhalten. Der Preis für natürliches Uran in reiner Metallform scheint zwischen \$ 10.— und \$ 100.— pro kg zu liegen. W. H. ZINN verwendet für illustrative Zwecke einen Wert von \$ 70.— pro kg, den wir auch übernehmen wollen.[2])

Aus diesen Zahlen können wir schnell abschätzen, welchen *endgültigen* Beitrag die Kosten für das Spaltmaterial zur elektrischen Leistung liefern. Ein Reaktor mit natürlichem Uran könnte vermutlich so betrieben werden, daß das erzeugte Plutonium auch dann noch kontinuierlich ersetzt wird,

[1]) Diese Schätzung, welche auf dem Artikel von MENKE (siehe Literatur) beruht, verwendet Vorkriegsdaten. Sehr viel höhere Schätzungen werden laufend berichtet.

[2]) Es scheint ziemlich sicher, daß der kanadische Preis nur \$ 20.— pro kg beträgt. Der Wert von \$ 70.— soll als amerikanischer Produktionspreis gewählt werden.

wenn der ursprüngliche Gehalt an U^{235} verbraucht ist. Wenn der Umwandlungsfaktor gleich 1 wäre (ein Pu-Atom pro verbranntes spaltbares Atom), könnte eventuell das ganze Uran in Energie umgewandelt werden. Die freigesetzte Energie wurde in Abschn. 3.2 zu 10^7 kWh/500 g berechnet. Die Kosten für den Brennstoff würden bei einem Preis von $ 35 pro 500 g Uran $0{,}35 \cdot 10^{-3}$ Cts pro kWh *Wärme*energie betragen. Dies ist ungefähr 1/1000 der Kosten für billige elektrische Energie, die fast 0,4 Cts/kWh betragen, wie z. B. beim Strom von den Werken der Tennessee Valley Authority. Allerdings ist dieser Vergleich insofern zu günstig, als der relative geringe Wirkungsgrad der Umwandlung von Wärme in elektrische Energie sowie die Kosten für Konstruktion und Betrieb des Reaktors sowie für die Handhabung des Materials nicht in Rechnung gestellt wurden. Trotzdem zeigt das Ergebnis, daß Kernkraftwerke nicht *prinzipiell* unökonomisch sind.

Im vorigen Absatz nahmen wir an, daß sowohl U^{235} als auch U^{238} schließlich vollständig „verbrannt" werden. Wir nehmen nun an, es sei aus irgend einem Grund nicht möglich, Plutonium als Kernbrennstoff zu verwenden, so daß man sich auf U^{235} allein beschränken muß. Ferner nehmen wir an, nur die Hälfte des U^{235} könne verwendet werden, da der Reaktor mit einem Gehalt von weniger als 0,35% U^{235} nicht mehr funktioniert. Die Kosten für die Energie würden dann um einen Faktor zweimal 140, dem Verhältnis von U^{238} zu U^{235} im natürlichen Uran, steigen. Wenn wir weiter einen Wirkungsgrad von 20% annehmen, werden die Kosten für den Brennstoff *allein* gleich 0,49 Cts/kWh, was mehr ist als die Kosten für die billigste Elektrizität. Da wir die vielen anderen Kosten auch jetzt noch nicht berücksichtigt haben, scheidet eine ökonomische Konkurrenz mit der Wasserkraftelektrizität fast vollständig aus.

Zwischen den beiden obigen Ergebnissen liegt das für die Praxis in Frage kommende Gebiet, das es zu untersuchen gilt. Von den verschiedenen Aspekten der regenerativen Energieerzeugung wollen wir zunächst den allgemeinen Gang der Kosten als Funktion des Brut- oder Konversionsfaktors untersuchen, welcher bei der ersten Berechnung gleich 1 und bei der zweiten effektiv gleich null war, da wir von dem Plutonium keinen Gebrauch machten. x sei die Anzahl der Pu-Atome, die für jedes verbrauchte U-Atom erzeugt werden, wobei als Verbrauch nicht nur die Spaltung, sondern auch die Umwandlung in U^{236} zu rechnen ist. Die einfachste Annahme, die man machen kann, würde besagen, Plutonium verhalte sich in jeder Hinsicht — Energiefreisetzung pro Spaltung, nutzbare Neutronenzahl pro verbrauchtes Atom usw. — ebenso wie U^{235}. Wenn somit die beiden Materialien vertauschbar sind, kann der gleiche Umwandlungsfaktor x benutzt werden, um die Zahl der Pu-Atome pro verbrauchtes Pu-Atom vorherzusagen. Der anfängliche Vorrat an U^{235} gibt dann Anlaß zu x Einheiten Pu. Dies wiederum gibt $x \cdot x = x^2$ Einheiten Pu usw. Die Zahl der Atome, die man der Reihe nach erhält und zur Energieerzeugung ausnutzen kann, ist daher gleich

$$1 + x + x^2 + x^3 + \cdots = \frac{1}{1 - x},$$

solange x kleiner als 1 ist. Die Analogie zur unterkritischen Vermehrung, wie sie in Abschn. 8.2 beschrieben wurde, ist augenscheinlich. Für $x = 0$, dem Fall ohne Regeneration, ist die Größe der Leistung in dieser Einheit gleich 1; für $x = 0{,}5$ ist sie gleich $1/(1 - 0{,}5) = 2$; für $x = 0{,}9$ ist sie gleich $1/(1 - 0{,}9) = 10$. Der letzte Fall entspricht einer Ausnutzung von 7,1 % des Urans. Der Grenzwert von $x = 1$ ergibt unendlich, d. h. eine vollständige Ausnutzung des Urans. Eine vollständige Umwandlung ist offensichtlich wünschenswert, da sonst der Brennstoff einen erheblichen Teil der Kosten ausmachen würde. Die Entdeckung reicher Vorkommen oder die Entwicklung billiger Methoden, Uran aus niederprozentigen Erzen zu gewinnen, würde natürlich die Situation stark verändern. Man muß auch darauf hinweisen, daß unsere Annahme über die Gleichwertigkeit von Pu und U^{235} nicht ganz korrekt ist. Tab. 28 zeigt, daß der starke Neutroneneinfang im Pu^{239}, der zur Bildung von Pu^{240} führt, die Anzahl der Neutronen *pro Absorption* unter den für U^{235} geltenden Wert herabsetzt, obwohl ν, die Zahl pro Spaltung, höher ist.

Tabelle 28

Vergleich von U^{235} und Plutonium als Brennstoff

	σ_f	σ_c	σ_a	Spaltung (%)	Einfang (%)	Spalt-neutronen	Absorptions-neutronen
U^{235}:	549	101	650	84,5	15,5	2,5	2,11
Pu:	664	361	1025	64,8	35,2	2,5	1,94

Die nächste Frage lautet: Wie kann ein größerer Umwandlungsfaktor erreicht werden? Bei einem η von 1,94 ist es klar, daß nur 0,94 Neutronen ausnutzbar sind, da ein Neutron zur Aufrechterhaltung der Kettenreaktion erforderlich ist. Der beste erreichbare Moderator ist reines schweres Wasser; das beste Kühlmittel stellt ein Gas wie Helium dar, das beste Metall für die Rohre ist Aluminium oder Zirkonium. Man kann schnell den optimalen heterogenen Reaktor aus diesen Materialien entwerfen, um das größtmögliche x zu erhalten. Eine gute Abschätzung mag 0,7 ergeben, was einen Gewinnfaktor von etwas mehr als 3 für die Uranausnutzung bedeutet. Die andere Möglichkeit besteht darin, den thermischen Reaktor als Brutreaktor wegen des großen Wirkungsquerschnittes der meisten Materialien bei niedrigen Neutronenenergien ganz zu verlassen und schnelle oder intermediäre Neutronen zu verwenden, wo die Wirkungsquerschnitte sehr viel kleiner werden als bei thermischen Energien. Der experimentelle Brutreaktor, der in Abschn. 20.4 diskutiert wurde, ist offensichtlich auf Grund solcher Überlegungen entstanden.

20.2 *Konstruktions- und Betriebskosten*

Die Kosten für den Brennstoff stellen, obwohl sie hoch sind, nicht den Hauptfaktor für die Gesamtkosten der Energieerzeugung dar. Zusätzliche Kosten entstehen durch

1. Materialien;
2. Reaktorkonstruktion, Wärmeaustauscher und Generator sowie Übertragungsanlagen;
3. Reaktorbetrieb und chemische Verarbeitungsanlagen;
4. Zinsen, Steuern und Profit (falls nicht Staatseigentum).

Ein Weg, sich eine Vorstellung über die relative Wirtschaftlichkeit des Kernbrennstoffes zu verschaffen, besteht darin, die Kosten für alle Teile eines konventionellen Kraftwerkes aufzuführen und gewisse mehr oder minder willkürliche Modifikationen vorzunehmen, um die neue Art der Energieerzeugung zu berücksichtigen. Es ist vermutlich nicht ganz fair, zum Vergleich mit Kernkraftwerken die Kraftwerke der TVA heranzuziehen, die Wasser als primäre Energiequelle benutzen. Statt dessen wollen wir den Vergleich mit einem Kraftwerk führen, das mit Kohle betrieben wird. Wir wollen die konventionellen, Kohle verbrennenden Dampfgeneratoren mit einer Kapazität von 100 MW und einer Investierung von $ 90.— pro Kilowatt zugrunde legen. Diese Preiseinheit beruht auf der Regel, daß die Gesamtkosten proportional zum Leistungsausgang sind. Von diesen $ 90.— pro Kilowatt kommen ungefähr $ 30.— pro Kilowatt auf Dampfkessel, Turbinen und Dampfhilfsgeräte. Die restlichen $ 60.— pro Kilowatt umfassen die fest investierten elektrischen Anlagen, die Gebäude und die Bedienungsgeräte (ausschließlich des Übertragungssystems). Nun wollen wir eine mit Kernenergie betriebene elektrische Station abschätzen. Als typische Einheit möge ein mit flüssigem Metall gekühlter Reaktor aus natürlichem Uran und Graphit dienen, mit einem Wärmeaustauscher, um die Energie auf den Dampf zu übertragen. Abschirmungen

Tabelle 29

Gegenüberstellung der Energieerzeugungskosten für Kohle und Uran

	Kohle (Ct/kWh)	Uran (Ct/kWh)
Investition und Unterhaltung	0,16	0,26
Brennstoff	0,62	0,73
	0,78	0,99

und spezielle Kontrollanlagen sind erforderlich. Wir nehmen nun an, diese Anlagen würden das Dreifache der entsprechenden Anlagen des konventionellen Kraftwerkes kosten. Die Gesamtkosten belaufen sich daher auf $ 150.— pro Kilowatt, d. h., bei einer Anlage von 100 MW wäre eine Investition von 15 Millionen $ erforderlich. Die Betriebskosten, abgesehen von denen für das Brennmaterial, betragen näherungsweise 15 % der jährlichen Investition. Die jährlichen Kosten wären also gleich 2,25 Millionen $. Bei vollständiger Ausnutzung der Produktionskapazität von 100000 kW (8760 Stunden/Jahr) $= 8{,}76 \cdot 10^8$ kWh/Jahr würden die Betriebskosten der Kernenergieanlage 0,26 Cts/kWh betragen. Wenn das Werk nur mit der halben Kapazität ausgelastet ist, würden sich die Kosten verdoppeln, auf einen Wert von 0,52 Cts/kWh.

Wenn man alles in der gleichen Weise abschätzt, abgesehen von der Investierung für die Wärmequelle, ergibt das Kohlen-Dampf-System mit seinen Kosten einen jährlichen Betriebswert von 1,35 Millionen $ und einen Energiepreis von 0,16 Cts/kWh bei einer Ausnutzung von 100 % oder 0,32 Cts/kWh bei einer Ausnutzung von 50 %. Nun können wir die Kosten für den Brennstoff in beiden Fällen mit einbeziehen.

Kohle. Der Kohlepreis variiert mit der Güte und den Transportkosten, aber wir wollen einen Wert von $ 10.— pro t wählen. Die Wärmeausbeute beträgt ungefähr 8000 kWh/t. Bei einem Wirkungsgrad von 20 % beträgt die effektive Ausbeute 1600 kWh/t, woraus wir die Kosten für den Brennstoff auf 0,62 Cts/kWh abschätzen.

Kernbrennstoff. Wir wollen den vorhin berechneten Grundwert von 0,49 Cts/kWh für einen Betrieb mit „einmaligem Durchgang" des natürlichen Urans benutzen, wenn die Hälfte des U^{235} verbrannt wird. Der Vollständigkeit halber wollen wir noch 50 % der Kosten für die Herstellung der Brennstäbe und die chemische Verarbeitung zur Wiedergewinnung des Plutoniums und zur Abtrennung der Spaltprodukte hinzufügen. Dies führt zu einem effektiven Brennstoffpreis von 0,73 Cts/kWh.

Addieren wir in beiden Fällen die Kosten wie in Tab. 29, so gelangen wir zu einer endgültigen Abschätzung von 0,78 Cts/kWh bei einer Kohleanlage und zu 0,99 Cts/kWh bei einer Anlage mit Kernbrennstoff. Es scheint also zumindest im Rahmen der Genauigkeit unserer Berechnungen, daß die Kernenergie in der Lage ist, mit der durch Kohle erzeugten Elektrizität zu konkurrieren, daß sie jedoch *nicht billiger* ist, wie man gehofft hatte. Die Zusatzkosten für die Anlage könnten eventuell kompensiert werden durch die möglicherweise geringeren Kosten für den Brennstoff. Es muß jedoch darauf hingewiesen werden, daß der Grad des Pessimismus oder Optimismus bei der Abschätzung die Werte merklich ändern kann. Der einzige reale Test der Wirtschaftlichkeit besteht darin, genügend viele Einheiten zu entwerfen, zu konstruieren und in Betrieb zu nehmen, um eine Standardeinheit für einen Vergleich zu bekommen. Solche rohen Abschätzungen, wie wir sie durchgeführt haben, zeigen wenigstens, daß sich Experimente im Interesse einer Ausnutzung dieser neuen Energiequelle lohnen.

Ein Faktor, der hier außer Betracht gelassen wurde, besteht in dem Wert des Plutoniums für Kernwaffen, da wir bei der Kostenaufstellung annahmen, daß es nicht für Reaktoren verwendet wird. Es ist ganz klar, daß jedes Plutoniumnebenprodukt eines Leistungsreaktors, das verkauft werden kann, vermutlich an die Regierung, den Preis für den elektrischen Strom reduzieren würde. Zwei Fragen treten dabei logischerweise auf: a) Soll die Regierung die Privatindustrie unterstützen, indem sie ihr das Plutonium abkauft? b) Wird auch immer eine Nachfrage nach Plutonium sein? Diese Fragen führen auf das Gebiet der Wirtschaftspolitik der Regierung bzw. auf das der internationalen Beziehungen. Es ist nicht unsere Aufgabe, diese Probleme zu untersuchen, aber es ist von großer Bedeutung zu wissen, daß die Entwicklung der praktischen Nutzung der Kernenergie nicht nur ein technisches Problem ist. Ein Gesichtspunkt, der den Wert des Plutoniums abzuschätzen

hilft, besteht in der Annahme, daß die Atomenergiekommission Reaktoren lediglich zur Erzeugung von Plutonium bauen könnte. Ihr Betrieb würde nahezu ebensoviel kosten wie der der Leistungsreaktoren, die wir diskutiert haben. Sie würden natürlich nur einen Teil der elektrischen Anlagen benötigen. Als sehr rohe Abschätzung wollen wir annehmen, daß die Kosten etwa die Hälfte derer für die Leistungsbrutreaktoren ausmachen würden. Eine derartige staatliche Unterstützung der privaten Energieerzeugung würde also den Preis für den elektrischen Strom von ungefähr 1,0 Cts/kWh auf 0,5 Cts/kWh herabsetzen. Wenn man sich daran erinnert, wo die Regierungsgelder letzten Endes herkommen, wäre es jedenfalls von Vorteil, wenn bei der Anhäufung von Material für Kernwaffen zugleich irgendeine nützliche Leistung dabei abfiele.

Eine andere Methode, an die Abschätzung des Wertes von Pu heranzugehen, benutzt die bestehenden Produktionsdaten. Wir gelangten zu einer Leistungsrate von 10^9 Watt für den Hanford-Reaktor auf Grund der Bemerkung von SMYTH, daß eine Plutoniumproduktion von nahezu 1 kg/Tag gefordert werden mußte. General GROVES, der damalige Direktor des Manhattan Projekts, gab als monatliche Betriebskosten für die Hanford-Werke 3,5 Millionen $ an. Wir nehmen an, der Reaktor sei entworfen worden zur Erzeugung elektrischer Energie. Schätzen wir die vermutliche elektrische Leistung zu 200 MW (20% Gesamtausbeute), so gelangen wir zu Betriebskosten von

$$(\$ 4860/\text{Std.})/(2 \cdot 10^5\,\text{kW}) = 2{,}4\ \text{Cts/kWh}.$$

Es ist sehr wahrscheinlich, daß die Betriebskosten für eine zweckmäßig aufgebaute Anlage, die nicht unter Kriegsbedingungen läuft, niedriger sein könnten, aber der Faktor ist unbekannt. Wenn dieser Faktor gleich 2 wäre, könnte die Industrie die Elektrizität *umsonst* erzeugen, wenn die Regierung das Äquivalent von 1,2 Cts/kWh für das Plutonium bezahlen würde.

20.3 *Heizung von Gebäuden durch einen Kernreaktor*

Der Experimentierreaktor BEPO in Harwell, England, dient u. a. zur Heizung eines Gebäudes mit 80 Räumen, wodurch etwa 1000 t Kohle pro Jahr eingespart werden (Abb. 124). Die Heizungsanlage mit einem Gewicht von 8 t kostet mindestens $ 42000.—. Der Leistungsreaktor besteht aus einem luftgekühlten zylindrischen System von 4 MW, sehr ähnlich den Reaktoren in Brookhaven oder Oak Ridge. Die aus dem Reaktor herausgesaugte Luft von 100°C wird durch einen Wärmeaustauscher geleitet mit einem Nebenschluß, um sie nach Belieben regulieren zu können. Das heiße Wasser von 71°C aus dem Wärmeaustauscher zirkuliert durch einen zweiten Wasser-Wasser-Wärmeaustauscher, der schon zur eigentlichen Heizanlage des Gebäudes gehört. Letztere umfaßt die Heizkörper für die Räume und das Rohrsystem für das heiße Wasser. Die maximale Heizleistung ist 1,76 Millionen kcal/Std. oder nahezu 1 MW, wenn man einen Nutzeffekt der Reaktorwärme von 25% annimmt.

Es wurden auch Berechnungen angestellt für einen Wärmeaustauscher, bestehend aus einer Kammer, die von mehreren einfachen Wasserrohren durchzogen ist, senkrecht zu denen die Reaktorluft strömt. Die Wahl des optimalen Entwurfs für den Wärmeaustauscher berücksichtigte folgende Faktoren:

1. *Eingangs- und Ausgangstemperatur des Austauschers.* Zwei verschiedene Austauscher wurden in Betracht gezogen: a) *hohe* Austrittstemperatur des Wassers; b) *niedrige* Austrittstemperatur des Wassers. Im Fall a) ist

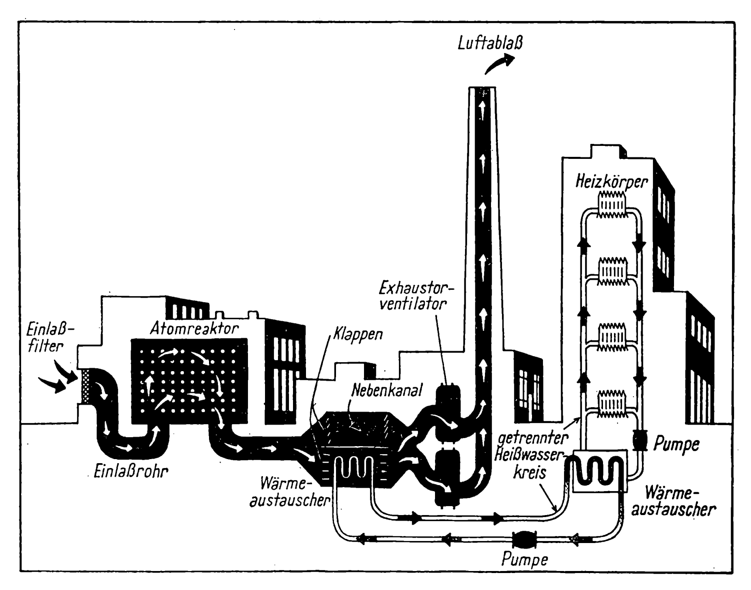


Abb. 124. Heizanlage mit BEPO-Reaktor. [Entnommen aus Popular Science Monthly, Februar 1952]

die Temperaturdifferenz Luft-Wasser klein, die Rohroberflächen müssen groß sein, um eine gegebene Wärmemenge abzuführen, und daher wird der Widerstand für die Luftströmung groß sein. Im Fall b) ist das umgekehrte der Fall.

2. *Druckabfall längs des Austauschers.* Die Einbringung des Austauschers vergrößert natürlich den Gesamtwiderstand des Systems. Bei Exhaustorpumpen mit konstanter Geschwindigkeit wird daher der Fluß durch den Reaktor vermindert. Der Arbeitspunkt liegt da, wo sich die Kapazität der Pumpen und der Systemwiderstand die Waage halten.

3. *Temperaturabfall im Wärmeaustauscher und sein Einfluß auf die Charakteristik des Exhaustorgebläses.* Die durch den Austauscher abgekühlte Luft hat eine größere Dichte als die normalerweise durch Gebläse bewältigte.

Für gegebenen Massenfluß muß daher das zu verschiebende Luft*volumen* kleiner sein, und die Gebläsekapazität muß entsprechend modifiziert werden.

4. *Änderung des Druckabfalls längs des Reaktors und Änderung des Massenflusses infolge der Einsetzung des Austauschers.*
5. *Der für die Aufstellung des Austauschers zur Verfügung stehende Raum.*
6. *Notwendigkeit, eine zweckmäßige Wassertemperatur zu erreichen.*

Jede Reduktion des Kühlflusses durch den Reaktor führt zu einer Erhöhung der Austrittstemperatur der Luft sowie zu einem Anstieg der Reaktortemperatur. Dies wiederum verringert seine Reaktivität und das Leistungsniveau, auf dem er betrieben werden kann. Die endgültige Wahl des Austauschers bestand in einem Tank von 2,75 m Höhe, 3 m Breite und 1,20 m Tiefe mit gerippten Kupferrohren. Der Luftstrom wurde auf 270000 kg/Std. bei einem absoluten Druck von 0,84 kp/cm² und 100° C angesetzt. Der Druckabfall im Austauscher entspricht 18 cm Wassersäule.

20.4 „*Schneller*" *Brutreaktor*

Die Möglichkeit einer Regeneration des spaltbaren Materials bei einem Leistungsreaktor ist, wenigstens im kleinen Maßstab, erprobt und erwiesen.

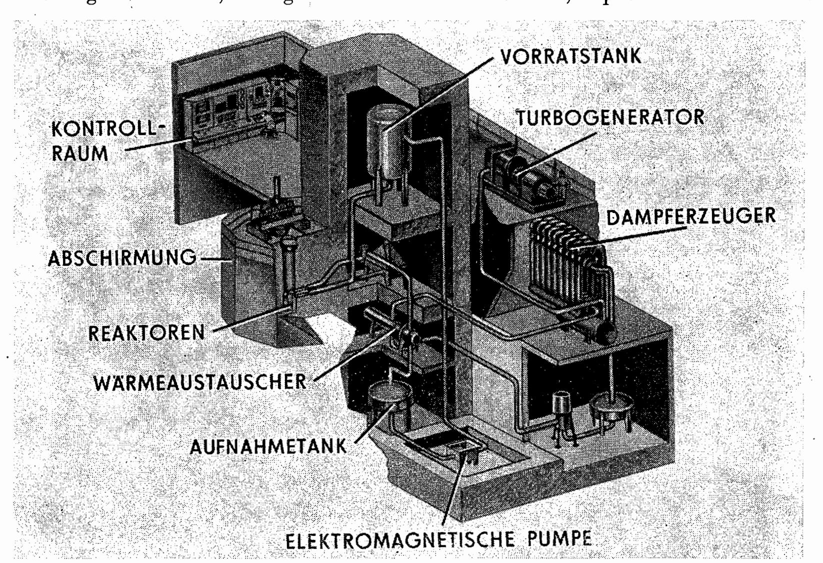


Abb. 125. Schneller Brutreaktor mit Energieerzeugung. [Entnommen aus W. H. Zinn, *Basic Problems in Central-Station Nuclear Power*, Nucleonics, September 1952. Copyright 1952 by McGraw-Hill Publishing Co., Inc.]

Der Experimentierbrutreaktor in Arco, Idaho, entworfen vom Argonne National Laboratory, liefert eine Leistungsdichte von 0,24 kW/cm³ im Reaktorkern, was etwa um den Faktor 6 größer ist als die Leistungsdichte in den

Verbrennungskammern einer Düsenmaschine oder im Kessel einer Hochdruckschiffsmaschine. Die allgemeinen Eigenschaften des Systems (Abb. 125) werden weiter unten beschrieben. Es wird kein Moderator verwendet, so daß die Spaltungen durch schnelle Neutronen verursacht werden müssen. Der Metallkern aus angereichertem U^{235}, etwa von der Größe eines Fußballs, ist von einem Mantel aus U^{238} umgeben, in dem das meiste Plutonium erzeugt wird. Das Kühlmittel besteht aus NaK, das bei Zimmertemperatur flüssig ist und bei rund 800°C siedet. Die Legierung fließt durch den Mantel, den Reaktorkern, einen Wärmeaustauscher und dann in einen Vorratstank. Eine elektromagnetische Pumpe pumpt das Kühlmittel auf einen erhöhten Vorratsbehälter, und der Kreislauf beginnt von neuem. Die Wärme wird vom Austauscher auf einen getrennten sekundären Kreislauf übertragen, um den Bereich der Geräte einzuschränken, der abgeschirmt werden muß. Die Wärme im Sekundärkreis wird von einem Dampfkessel aufgenommen; der Dampf treibt einen Turbinengenerator, wird kondensiert und kehrt zum Dampfkessel zurück. Nachfolgend einige Betriebsdaten des EBR:

Austrittstemperatur der NaK-Legierung: 350° C
Dampfdruck in der Turbine: 400 psi
Generatorkapazität: 250 kW
Neutronenfluß: $6{,}5 \cdot 10^{14}$ Neutronen/sec cm^2

20.5 *Zukünftige Entwicklung*

Ein großer Teil der Diskussion in den USA hat sich auf den möglichen Konflikt zwischen der industriellen Anwendung der Kernenergie und der Atomenergieakte von 1946 konzentriert. Letztere bestimmt in Abschn. 4, daß es für eine private Person oder Gesellschaft ungesetzlich ist, Anlagen zur Produktion von spaltbarem Material zu besitzen. Nur die AEC darf solche Anlagen besitzen. Ein anderes Problem, so behaupten einige industrielle Konzerne, bestehe darin, daß die Vorteile kommerzieller Anlagen nur bei vollständigem Privatbesitz zu realisieren seien. Andere Probleme betreffen die Geheimhaltung wissenschaftlicher und technischer Daten und die Frage der Patentierung.

Ein Gesichtspunkt, der sich gerade jetzt bemerkbar macht und eine beträchtliche Bedeutung zu erlangen scheint, besteht darin, daß die Nachfrage nach Multimillionen-Dollar-Reaktoren, welche Leistung zu einem Preis von rund 0,5 Cts/kWh erzeugen können, klein ist und daß lieber kleine Leistungsreaktoren entwickelt werden sollten. A. M. WEINBERG, Forschungsdirektor des Oak Ridge National Laboratory, zeigte bei der Diskussion von L. R. HAFSTADs Vorschlag, daß die Vorteile solcher Reaktoren folgende sind:

1. Sie können in abgelegenen Gebieten verwandt werden, wo der elektrische Strom sehr teuer ist (ein Vorschlag, in Nevada einen Reaktor zu bauen, um das Wasser aus den Stollen zu pumpen, ist viel diskutiert worden).

2. Die Industrie wäre viel eher bereit, eine Summe von 2,5 Millionen $ zu investieren, um die praktische Verwendung der Kernenergie zu erproben, als sich an einem 20-Millionen-$-Projekt zu beteiligen, das der Unterstützung durch die Regierung bedarf und ihrer teilweisen Kontrolle unterliegt.

3. Die Entwicklung von Reaktoren wird sehr viel beweglicher bei der Bevorzugung kleiner Anlagen. Solch ein Gang vom Einfachen und Billigen zum Großen und Teuren hat stets die amerikanische Technologie charakterisiert.

Es bleibt also abzuwarten, ob die Atomenergieakte abgeändert werden wird, um interessierten Konzernen zu gestatten, sich mit dem Entwurf und der Konstruktion von Leistungsbrutreaktoren zu befassen, oder ob die Entwicklung in Richtung auf die kleinen „Paketreaktoren" verläuft, bei denen die Energieerzeugung und nicht die Erzeugung spaltbaren Materials das Hauptziel ist. Das wachsende Bewußtsein und Interesse für diese Probleme ist das ermutigendste Anzeichen dafür, daß die Kernenergie auch in den USA zur Erzeugung nutzbarer Elektrizität verwendet werden wird.

Literatur

MENKE, J. R., *Nuclear Fission as a Source of Power*, MDDC-1104. Clinton National Laboratory. Freigegeben 30. Juni 1947.

Fundamentals of Nuclear Physics, Westinghouse Engineer, November 1945 bis Mai 1947. Zusammenstellung von Artikeln.

Harwell Heats Office Building with Heat from BEPO-Reactor.

WALKER, J., und H. J. GRANT, *Utilization of Waste Heat from British Experimental Pile*, Nucleonics, März 1952, S. 58.

ZINN, W. H., *Basic Problems in Central-Station Nuclear Power*, Nucleonics, September 1952, S. 8.

SHANNON, R. H., J. D. SHELBY und M. B. DAGAN, *A Study of Electrical Power Generation Utilizing Heat Energy from Power Breeder Reactors*, KAPL-591. Knolls Atomic Power Laboratory (AEC), 19. November, 1951.

ELLIOTT, R., *Economic Factors in the Selection of Steam Temperatures in Nuclear Power Plants*, NAA-SR-145, Downey, Cal.: North American Aviation, Inc., 20. August 1951.

KINGDON, K. H., *Progress Report on Nuclear Power*, Nucleonics, April 1952, S. 18.

BOSKEY, BENNETT, *The Atomic Energy Act and the Power Question*, Nucleonics, November 1952, S. 31.

WEINBERG, ALVIN M., *Wanted: Smaller and More Reactors*, Nucleonics, November 1952, S. 31.

World Progress in Atomic Energy, Nucleonics, Dezember 1952, S. 7.

Progress Report on Industrial Nuclear Power, Nucleonics, Dezember 1952, S. 40.

BECKERLEY, J. G., *Declassification Problems in Power Reactors Information*, Nucleonics, Januar 1953, S. 6.

HOCHWALT, C. A., und P. N. POWERS, *Dual Purpose Reactors*, Nucleonics, Februar 1953, S. 10.

WEIL, G. L., *Power Only Reactors*, Nucleonics, April 1953, S. 12.

EVERETT, R. W., *Market for „Package" Nuclear Power*, Nucleonics, April 1953, S. 32.

Joint Committee on Atomic Energy: *Atomic Power and Private Enterprise*, Washington: US Government Printing Office, Dezember 1952.

Zusatz bei der deutschen Ausgabe

MÜNZINGER, F., *Atomkraft*, 2. Aufl., Berlin: Springer-Verlag, 1957.

PETROW, P. A., *Kernenergieanlagen* (Übers. a. d. Russ.), Berlin: Verlag Technik, 1959.

WENDT, G., *The Prospects of Nuclear Power and Technology*, New York: D. Van Nostrand, 1957.

ANHANG A

REAKTORTHEORIE

1. *Ableitung der Reaktorgleichung*

Die meisten in der Reaktortheorie verwendeten mathematischen Methoden sind denen der analytischen Theorie der Wärme ganz analog. Der allgemeine Ausdruck für den Wärmestrom durch die Einheitsfläche in einem Medium der Leitfähigkeit k, in dem die Temperatur von Punkt zu Punkt variiert, ist gegeben durch

$$Q = -k \frac{dT}{dx}.$$

Das negative Vorzeichen bedeutet, daß die Wärme in Richtung abnehmender Temperatur fließt. Entsprechend ist nach dem Grundpostulat der Neutronendiffusionstheorie der Nettofluß der Neutronen durch die Einheitsfläche dem Gradienten der Flußdichte $\Phi = nv$ proportional:

$$J = -D \frac{d\Phi}{dx} = -D\Phi'.$$

Hier ist $D = \lambda_t/3$ der Diffusionskoeffizient; λ_t ist die mittlere freie Transportweglänge. D ist eine experimentell direkt meßbare Größe. Man sieht, daß die Richtung des Neutronenflusses von Gebieten, wo Φ groß ist, nach solchen zeigt, wo es klein ist. Nun stellen wir uns einen Reaktor vor, der nur in der x-Richtung eine große Ausdehnung besitzt, wie in Abb. 43 ersichtlich, so daß die Variation der Neutronendichte nur in der x-Richtung wesentlich ist. Es ist zu erwarten, daß die Neutronendichte n (und damit auch Φ) im Mittelpunkt groß und an den Rändern klein ist. Wir betrachten eine Scheibe von 1 cm^2 Querschnitt und einer infinitesimalen Dicke dx. Der *Nettofluß* ist gleich der Differenz zwischen dem Strom, der den Block durch die rechte Oberfläche verläßt, (J_{aus}), und dem, der von der linken Seite eintritt (J_{ein}). Wir nennen den Nettofluß den „Ausfluß" des Volumenelementes:

$$\text{Ausfluß} = J_{aus} - J_{ein}.$$

Wie wir bereits wissen, sind die beiden J's gleich $-D\Phi'_{x+dx}$ bzw. $-D\Phi'_x$, wo die Indizes angeben, an welchem Punkt der Gradient genommen wird. Für den Gradienten bei $x + dx$ gilt nach dem TAYLORschen Theorem

$$\Phi'_{x+dx} = \Phi'_x + \left(\frac{d\Phi'}{dx}\right) dx,$$

wo $d\Phi'/dx$ die Änderungsrate des Gradienten als Funktion des Ortes ist. Daher wird

$$\text{Ausfluß} = J_{\text{aus}} - J_{\text{ein}} = -D(\Phi'_{x+dx} - \Phi'_x) = -D\left(\frac{d\Phi'}{dx}\right)dx = -D\frac{d^2\Phi}{dx^2}dx\,.$$

Dies ist der *Nettoneutronenverlust* eines Volumenelementes der Dicke dx und des Querschnitts 1 pro Zeiteinheit.

Die Rate der *Neutronenabsorption* kann sofort angegeben werden. Sie ist $\Phi\Sigma_a$ pro Volumeneinheit, also gleich $\Phi\Sigma_a\,dx$ in einer Schicht der Dicke dx.

Der letzte Beitrag zur Bilanz der thermischen Neutronen ist ihre Erzeugung durch Abbremsung der schnellen Neutronen. Unter stationären Bedingungen haben wir also

$$\text{Erzeugung} = \text{Ausfluß} + \text{Absorption}$$

oder

$$q\,dx = -D\frac{d^2\Phi}{dx^2}dx + \Phi\Sigma_a dx,$$

wo q die Anzahl der thermischen Neutronen ist, die pro Sekunde in der Volumeneinheit erzeugt werden. Durch Umordnung ergibt sich

$$\boxed{D\frac{d^2\Phi}{dx^2} - \Phi\Sigma_a + q = 0.} \qquad \text{(A.1)}$$

Dies ist die grundlegende Reaktordifferentialgleichung für den Neutronenfluß Φ. Die Diskussion der Gleichung erfolgt getrennt für den homogenen und den heterogenen Reaktor.

2. *Homogene Reaktoren*

Der Quellenterm q für eine homogene Mischung aus Uran und Bremsmaterial wird in folgender Weise gebildet:

1. Die Anzahl der pro cm³ und sec absorbierten Neutronen ist gleich $\Phi\Sigma_a$.

2. Wenn jedes absorbierte Neutron k_∞ Spaltneutronen erzeugt, ist die Anzahl der pro Kubikzentimeter erzeugten schnellen Neutronen gleich $k_\infty\,\Phi\Sigma_a$.

3. Von diesen gelangt nur der Bruchteil $e^{-K^2\tau}$ auf thermische Energien, ohne den Reaktor zu verlassen. Die Quellenstärke ist daher

$$q = k_\infty e^{-K^2\tau}\Phi\Sigma_a.$$

Die Reaktorgleichung (A.1) wird dann

$$\boxed{D\left(\frac{d^2\Phi}{dx^2}\right) - \Phi\Sigma_a + k_\infty e^{-K^2\tau}\Phi\Sigma_a = 0.}$$

Diese Gleichung vereinfacht sich zu

$$\frac{d^2\Phi}{dx^2} + K^2\Phi = 0, \tag{A.2}$$

wenn wir setzen

$$K^2 = \frac{\Sigma_a}{D}(k_\infty e^{-K^2\tau} - 1). \tag{A.3}$$

Durch Einsetzen können wir zeigen, daß $\Phi = \Phi_c \cdot \sin(Kx)$ die Gleichung befriedigt. Wenn wir weiter $K = \pi/a$ setzen, wo a die Dicke des Reaktors ist, wird der Fluß $\Phi = \Phi_c \sin \pi x/a$ an den Reaktoroberflächen gegen null gehen und symmetrisch zur Mittelebene verlaufen, mit einem willkürlichen Maximalwert Φ_c in dieser Ebene. Größe, Form und physikalische Eigenschaften eines kritischen Reaktors sind durch die Gleichung (A.3) miteinander verknüpft. Wenn wir $D/\Sigma_a = L^2$ setzen (Quadrat der thermischen Diffusionslänge) und umordnen, so wird aus Gleichung (A.3)

$$1 = \frac{k_\infty e^{-K^2\tau}}{1 + K^2L^2}. \tag{A.4}$$

K^2 nimmt für andere geometrische Verhältnisse die unten angegebenen Werte an. Der unendlich ausgedehnte Stab stellt eine nützliche Annahme dar, um die Reaktorgleichung abzuleiten; in Wirklichkeit existiert kein eindimensionales System. Die wirklichen Reaktorformen sind Zylinder, rechtwinklige Quader

Tabelle 30

Reaktorfunktionen

Geometrie	LAPLACEscher Operator	Flußverteilung	Volumenformfaktor
dicke Platte	$\frac{d^2}{dx^2}$	$\Phi_c \sin \frac{\pi x}{a}$	$\left(\frac{\pi}{a}\right)^2$
Rechtwinkliges Parallelepiped	$\frac{d^2}{dx^2} + \frac{d^2}{dy^2} + \frac{d^2}{dz^2}$	$\Phi_c \sin \frac{\pi x}{a} \sin \frac{\pi x}{b} \sin \frac{\pi x}{c}$	$\left(\frac{\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{b}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{c}\right)^2$
Kugel	$\frac{d^2}{dr^2} + \frac{2}{r}\frac{d}{dr}$	$\Phi_c \frac{\sin \frac{\pi r}{R}}{\frac{\pi r}{R}}$	$\left(\frac{\pi}{R}\right)^2$
dünner Zylinder	$\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$	$\Phi_c \sin \frac{\pi x}{H} J\left(\frac{2{,}4048 r}{R}\right)$	$\left(\frac{2{,}4048}{R}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{H}\right)^2$

(von denen der Würfel die verbreitetste Form ist) und Kugeln. An die Stelle von d^2/dx^2 tritt dann als dreidimensionale Verallgemeinerung der LAPLACEsche Operator $\nabla^2 = \frac{d^2}{dx^2} + \frac{d^2}{dy^2} + \frac{d^2}{dz^2}$. Im Fall eines Systems mit Kugel- oder Zylindersymmetrie vereinfacht sich der Ausdruck für ∇^2, wenn man statt rechtwinkliger Koordinaten sphärische bzw. zylindrische Koordinatensysteme einführt. Die Ausdrücke für ∇^2, die entsprechenden Lösungen der Reaktorgleichung $\nabla^2\Phi + K^2\Phi = 0$ und die Volumenformfaktoren K^2 sind in Tab. 30 zusammengestellt.

3. *Heterogener Reaktor*

Die Lösung der Reaktorgleichung für diesen Reaktortyp wollen wir demonstrieren für den Fall eines einzigen zylindrischen Uranstabes von effektiv unendlicher Länge in einem konzentrischen zylindrischen Moderator. Wir nehmen an, die Neutronen werden nur im Moderator thermisch. Ferner nehmen wir an, die Zahl der pro Kubikzentimeter und Sekunde auf thermische Energien abgebremsten Neutronen q sei überall im Moderator die gleiche. Wir wollen die beiden Gebiete wieder durch die Indizes 0 und 1 unterscheiden. Im Moderator gilt die Differentialgleichung

$$D_1 \nabla^2 \Phi_1 - \Phi_1 \Sigma_1 + q_1 = 0 \quad \text{(Moderator)}.$$

Wegen der Zylindersymmetrie wird

$$\nabla^2 \Phi = \frac{1}{r} \cdot \frac{d}{dr}\left(\frac{r\,d\Phi}{dr}\right).$$

Da voraussetzungsgemäß im Uran keine Abbremsung stattfindet ($q_0 = 0$), reduziert sich Gleichung (A.1) für den Stab auf

$$D_0 \nabla^2 \Phi_0 - \Phi_0 \Sigma_0 = 0 \quad \text{(Uranstab)}.$$

Setzt man

$$K_0^2 = \frac{\Sigma_0}{D_0} \quad \text{und} \quad K_1^2 = \frac{\Sigma_1}{D_1},$$

so nehmen die beiden Reaktorgleichungen die Form

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{d}{dr}\left(r \frac{d\Phi_0}{dr}\right) - K_0^2 \Phi_0 = 0,$$

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{d}{dr}\left(r \frac{d\Phi_1}{dr}\right) - K_1^2 \Phi_1 + \frac{q_1}{D_1} = 0$$

an. Ihre Lösungen lauten

$$\Phi_0 = \Phi_c \mathfrak{J}_0(K_0 r),$$

$$\Phi_1 = C\mathfrak{J}_0(K_1 r) + F\mathfrak{K}_0(K_1 r) + \frac{q_1}{\Sigma_1}.$$

Φ_c ist der zentrale Fluß, C, F und q_1 sind zu bestimmende Integrationskonstanten, und $\mathfrak{J}_0$ und $\mathfrak{K}_0$ sind die modifizierten Bessel-Funktionen. Die Werte von $\mathfrak{J}_0(x)$ und $\mathfrak{K}_0(x)$ und ihrer Ableitungen $\mathfrak{J}_1(x) = d\mathfrak{J}_0(x)/dx$ und $\mathfrak{K}_1(x) = -d\mathfrak{K}_0(x)/dx$ findet man in verschiedenen mathematischen Tabellenwerken. Die Werte der Integrationskonstanten ergeben sich aus den folgenden Randbedingungen:

1. Der Fluß ist an der Trennfläche Stab-Moderator stetig, d. h.

$$\Phi_0 = \Phi_1 \quad \text{für} \quad r = r_0.$$

Daher wird

$$\Phi_c \mathfrak{J}_0(K_0 r_0) = C\mathfrak{J}_0(K_1 r_0) + F\mathfrak{K}_0(K_1 r_0) + \frac{q_1}{\Sigma_1}.$$

2. Der Strom ist ebenfalls stetig an dieser Grenzfläche, d. h.

$$-D_0\Phi_0' = -D\Phi_1' \quad \text{für} \quad r = r_0.$$

Daher wird

$$-D_0\Phi_c K_0 \mathfrak{J}_1(K_0 r_0) = -D_1 C K_1 \mathfrak{J}_1(K_1 r_0) + D_1 F K_1 \mathfrak{K}_1(K_1 r_0).$$

3. Der Strom aus der Zelle heraus verschwindet:

$$-D_1\Phi_1' = 0 \quad \text{für} \quad r = r_1.$$

Daher wird

$$-D_1[C K_1 \mathfrak{J}_1(K_1 r_1) - F K_1 \mathfrak{K}_1(K_1 r_1)] = 0.$$

Man hat also für die vier unbekannten Konstanten drei Gleichungen, aus denen die Verhältnisse Φ_c/q_1, C/q_1 und F/q_1 bestimmt werden können. Man kann dann die Kurven für die relativen Flüsse als Funktion von r zeichnen.

Den thermischen Ausnutzungsfaktor f berechnen wir als das Verhältnis der im Uran absorbierten zur Zahl der abgebremsten Neutronen. Letztere ist einfach gleich q_1 mal dem Moderatorvolumen V_1; erstere müssen durch Integrationen bestimmt werden, da Φ_0 von Ort zu Ort variiert:

$$f = \frac{\int_{r=0}^{r=r_0} \Sigma_0 \Phi_0 \, dV_0}{q_1 V_1} = \frac{\int_0^{r_0} \Sigma_0 \Phi_c \mathfrak{J}_0(K_0 r)\, 2\pi r\, dr}{q_1 V_1},$$

was

$$f = \frac{\Phi_c}{q_1}\left(\frac{2\pi\Sigma_0 r_0}{K_0 V_1}\right)\mathfrak{J}_1(K_0 r_0)$$

ergibt. Da Φ_c/q_1 aus den obigen drei simultanen Gleichungen bestimmt werden kann, kann man hieraus f berechnen.

Eine von WEINBERG für f angegebene Formel berücksichtigt zwar auch die ganze vorhergehende Untersuchung, ergibt aber nicht die Flußkoeffizienten; sie lautet in unserer Schreibweise

$$\frac{1}{f} = \left(1 + \frac{V_1 \Sigma_1}{V_0 \Sigma_0} M\right) + \left(\frac{V_1}{V_0} N - 1\right),$$

mit

$$M = \frac{K_0 r_0}{2} \frac{\mathfrak{J}_0 (K_0 r_0)}{\mathfrak{J}_1 (K_0 r_0)},$$

$$N = \frac{K_1 r_0}{2} \left[\frac{\mathfrak{J}_1 (K_1 r_1)\, \mathfrak{K}_0 (K_1 r_0) + \mathfrak{J}_0 (K_1 r_0)\, \mathfrak{K}_1 (K_1 r_1)}{\mathfrak{J}_1 (K_1 r_1)\, \mathfrak{K}_1 (K_1 r_0) - \mathfrak{J}_1 (K_1 r_0)\, \mathfrak{K}_1 (K_1 r_1)}\right].$$

Da die Berechnung dieser Ausdrücke für verschiedene Reaktorkonfigurationen sehr mühsam wird, ist es wünschenswert, eine einfache, aber genügend genaue Näherung zu finden. Eine solche wurde von ATKINSON[1]) durch Verwendung der tabulierten Reihenentwicklungen für die einzelnen BESSEL-Funktionen angegeben. Das Ergebnis lautet

$$M = 1 + \frac{(K_0 r_0)^2}{8} - \frac{(K_0 r_0)^4}{192} + \cdots,$$

$$\frac{V_1}{V_0} N - 1 \approx \frac{(K_1 r_1)^2}{2} \left(\ln \frac{r_1}{r_0} - \frac{3}{4}\right).$$

Für natürliches Uran und Graphit oder schweres Wasser sind die aus diesen Ausdrücken berechneten Werte von f bis auf 0,1 % genau, was vermutlich die Genauigkeit der Diffusionstheorie selbst übersteigt.

4. *Theorie des „FERMI-Alters“* τ

Der Abbremsprozeß der Neutronen kann durch ein Näherungsverfahren beschrieben werden, das von FERMI stammt und *Age-Theorie* genannt wird. Eine der Grundannahmen dieser Theorie besteht darin, daß die Neutronen pro Stoß nur einen kleinen Energiebetrag verlieren, was die Verwendung von Differentialgleichungen gestattet, obgleich der Prozeß in Wirklichkeit natürlich aus diskreten Schritten besteht. Wir interessieren uns für die Anzahl der Neutronen, die bei der Bremsung einen bestimmten Energiewert E passieren. Diese Größe, bezogen auf die Volumen- und Zeiteinheit, wird mit q bezeichnet und *Bremsdichte* genannt: Sie hängt natürlich außer von E noch vom Ort ab.

---

[1]) IVAN C. ATKINSON, *Master's Thesis*, Physics Department, North Carolina State College, Juni 1953.

Um die Bremsdichte $q = q(E)$ mit dem Neutronenfluß $\Phi\,(E)\,dE$ derjenigen Neutronen in Verbindung zu bringen, deren Energie in der Nähe von E liegt, benutzt man verschiedene Hilfsgrößen:

1. *Die Anzahl C der Stöße, die notwendig sind, um die Neutronenenergie um einen infinitesimalen Betrag dE herabzusetzen.* Wie in Abschn. 2.6 gezeigt wurde, kann C in der Form

$$C = \frac{\ln(E + dE) - \ln E}{\xi} \cong \frac{dE}{E\xi}$$

geschrieben werden.

2. *Die Zeit dt, welche ein Neutron braucht, um den Energiebetrag dE abzugeben.* Wenn λ_s der mittlere Abstand zwischen zwei Stößen (mittlere freie Streuweglänge) und v die mittlere Neutronengeschwindigkeit ist, wird die mittlere Zeit zwischen zwei Stößen $t_1 = \lambda_s/v$. Für C Stöße braucht demnach das Neutron die Zeit

$$dt = C t_1 = \frac{dE\lambda_s}{E\xi v}.$$

3. *Die Anzahl der Neutronen im Energiebereich* $(E,\ E + dE)$. Hier benutzen wir eine Analogie zu den Eigenschaften des Neutronenflusses. Wenn dx die Strecke ist, die ein Neutron in der Zeit dt zurücklegt, kann der Fluß in der Form

$$\Phi = nv = n\frac{dx}{dt}, \quad n\,dx = \Phi\,dt$$

geschrieben werden. Man beachte, daß ndx die Anzahl der Neutronen in einer Einheitsflächenschicht der Dicke dx ist. Nun stellt die Größe q einen „Fluß" im „Energie-Raum" dar. Da jetzt dt die Zeit ist, die das Neutron zur Zurücklegung des „Abstandes" dE benötigt, wird die Anzahl der Neutronen im Bereich $(E,\ E + dE)$ gleich

$$n\,dE = q\,dt = \frac{q\,dE\,\lambda_s}{E\xi v}.$$

Der entsprechende Neutronenfluß im Bereich $(E,\ E + dE)$ ist

$$\Phi(E)\,dE = n(E)\cdot dE\cdot v = \frac{q\,dE\,\lambda_s}{E\xi}.$$

Diese energetisch eng begrenzten Neutronen können nun ebenso behandelt werden wie die thermischen Neutronen. Wir vernachlässigen den Absorptionsprozeß bei der Aufstellung der Bilanzgleichung und schreiben

Erzeugung = Verlust.

Die „Erzeugung" ist die Differenz zwischen der Anzahl der in das Gebiet dE eintretenden und der austretenden Neutronen, d. h.

$$q = q_{\text{ein}} - q_{\text{aus}} = q(E + dE) - q(E) = \frac{\partial q}{\partial E}\,dE.$$

Die partielle Ableitung wird benutzt, weil q sowohl eine Funktion der Energie als auch des Ortes ist. Der Verlustterm hat die Form

$$\frac{-\lambda_t}{3} \nabla^2 \Phi(E)\, dE,$$

wo ∇^2 der LAPLACEsche Operator (verallgemeinerte zweite Ableitung) ist (Tab. 30). Der Verlust wird also gleich

$$\frac{-\lambda_t}{3} \nabla^2 \Phi(E)\, dE = \frac{-\lambda_t \lambda_s}{3\xi} \cdot \frac{dE}{E} \nabla^2 q.$$

An Stelle von E wird nun eine neue Variable τ eingeführt, die eng mit E zusammenhängt:

$$\boxed{\tau = \int\limits_{E_{\text{th}}}^{E} \frac{\lambda_t \lambda_s}{3\xi} \frac{dE}{E} \quad \text{und} \quad d\tau = \frac{\lambda_t \lambda_s}{3\xi} \frac{dE}{E}.}$$

Diese Formel wurde bereits in Abschn. 2.7 angegeben. Die Bilanzgleichung kann nunmehr in der Form

$$\boxed{\nabla^2 q + \frac{\partial q}{\partial \tau} = 0}$$

geschrieben werden.

Ein wichtiger Spezialfall wird durch ein Medium dargestellt, das eine Punktquelle enthält, die n_0 Neutronen pro Sekunde emittiert. Die Lösung der Differentialgleichung für diesen Fall ergibt die Bremsdichte q als Funktion von r und τ:

$$\boxed{q(r,\tau) = \frac{n_0\, e^{-\frac{r^2}{4(\tau_0 - \tau)}}}{[4\pi(\tau_0 - \tau)]^{3/2}}.}$$

Hier ist τ_0 der Wert von τ für $E = E_f$, d. h. für Neutronen, die von der Spaltenergie auf thermische Energien abgebremst worden sind. Die Zahl der durch das Gebiet der thermischen Energien abgebremsten Neutronen erhält man, indem man $\tau = 0$ setzt;

$$\boxed{q(r,0) \equiv q(r) = \frac{n_0\, e^{-\frac{r^2}{4\tau_0}}}{(4\pi\tau_0)^{3/2}}.}$$

Wenn wir nun $\tau_0 = L_f^2$, d. h. gleich dem *Quadrat der schnellen Diffusionslänge* setzen, so erhalten wir die in Abb. 89 aufgetragene Funktion.

Eine andere Anwendung der FERMIschen Theorie führt zur Ableitung der Formel für den schnellen Verlustfaktor, nämlich

$$\mathfrak{L}_f^2 = e^{-K^2 L_f^2} = e^{-K^2\tau},$$

die in Abschn. 6.2 benutzt wurde. Wir wollen die Methode der Ableitung für einen Schichtreaktor darlegen. Zwei Gleichungen müssen simultan gelöst werden, die FERMI-Gleichung für die Bremsdichte

$$\frac{\partial^2 q}{\partial x^2} + \frac{\partial q}{\partial \tau} = 0 \tag{A.5}$$

und die Diffusionsgleichung

$$D\frac{d^2\Phi}{dx^2} - \Phi\Sigma_a + q = 0. \tag{A.1}$$

Die letzte Gleichung kann in der Form

$$\frac{d^2\Phi}{dx^2} + K^2\Phi = 0 \tag{A.2}$$

geschrieben werden, wenn man K^2 entsprechend definiert.

Wir spalten nun von $q(\tau)$ den Faktor $k_\infty \Phi \Sigma_a$, d. h. die Anzahl der Neutronen, die als schnelle Neutronen starten, ab, schreiben also $q(\tau) = k_\infty \Phi \Sigma_a \cdot \mathfrak{L}_f(\tau)$, wo $\mathfrak{L}_f(\tau)$ eine zunächst unbekannte Funktion von τ ist. Nur wenn sich q auf die Spaltneutronen bezieht, ist $\tau = \tau_0$ und $\mathfrak{L}_f(\tau_0) = 1$. Setzt man den obigen Ausdruck für $q(\tau)$ in Gleichung (A.5) ein und berücksichtigt (A.2), so erhält man

$$\frac{d\mathfrak{L}_f(\tau)}{d\tau} - K^2\mathfrak{L}_f(\tau) = 0.$$

Die Lösung dieser neuen Differentialgleichung lautet

$$\mathfrak{L}_f(\tau) = e^{-K^2(\tau_0 - \tau)}.$$

Für thermische Neutronen ($\tau = 0$) wird daher

$$\mathfrak{L}_f(0) = e^{-K^2\tau_0}.$$

Es ist üblich, hier den Index null bei τ_0 fortzulassen. Der schnelle Verlustfaktor lautet dann $\mathfrak{L}_f = e^{-K^2\tau}$, wie schon früher gezeigt wurde.

5. *Resonanzentweichwahrscheinlichkeit*

Die Ableitung der Resonanzentweichwahrscheinlichkeit p folgt aus folgender Überlegung: Ein Neutron der Energie E kann im Resonanzgebiet — entweder durch ein Moderatoratom gestreut werden, wofür die Wahrscheinlichkeit gleich Σ_s ist, oder durch ein Uranatom absorbiert werden, und zwar mit der Wahrscheinlichkeit Σ_r. (Die anderen Möglichkeiten, Streuung durch Uran und Einfang durch den Moderator, können vernachlässigt

werden.) Die Wahrscheinlichkeit, einem Stoß zu *entgehen*, ist daher gleich $\Sigma_s/(\Sigma_s + \Sigma_r)$. Beim Abbremsen ist die Zahl C der Stöße für einen Übergang von der Energie $E + dE$ zur Energie E gleich dem Logarithmus der Änderung von E, d (ln E), dividiert durch die mittlere Änderung von ln E, nämlich ξ. Daher wird $C = d(\ln E)/\xi$. Die Wahrscheinlichkeit p_C, C Stößen zu entgehen, ist daher

$$p_C = \left(\frac{\Sigma_s}{\Sigma_s + \Sigma_r}\right)^C = \left(1 - \frac{\Sigma_r}{\Sigma_s + \Sigma_r}\right)^C \cong e^{-\frac{\Sigma_r C}{\Sigma_s + \Sigma_r}}.$$

Zur Rechtfertigung der benutzten Näherung vergleiche man die ersten drei Terme der beiden Reihenentwicklungen für kleine x:

$$(1 - x)^C = 1 - Cx + \frac{C(C-1)}{2}x^2 - \cdots,$$

$$e^{-Cx} = 1 - Cx + \frac{C^2 x^2}{2} - \cdots.$$

Setzt man für C den oben gefundenen Wert ein, so ist also

$$p_C = e^{-\frac{\Sigma_r d(\ln E)}{(\Sigma_s + \Sigma_r)\xi}}.$$

Um die Entweichwahrscheinlichkeit für das ganze Abbremsgebiet zu erhalten, muß man das Produkt der Wahrscheinlichkeiten für alle Energieintervalle bilden; wegen der Eigenschaft der Exponentialfunktion

$$(e^a)(e^b)(e^c)\cdots = e^{a+b+c\cdots}$$

läuft dies auf die Integration des Exponenten über das gesamte Energiegebiet hinaus:

$$p = e^{-\frac{\int \Sigma_r d(\ln E)}{(\Sigma_r + \Sigma_s)\xi}}.$$

Ist Σ_r klein im Vergleich zu Σ_s, so wird näherungsweise

$$p = e^{-\frac{\int \Sigma_r d(\ln E)}{\xi \Sigma_s}} = e^{-\frac{N_U \int \sigma_r d(\ln E)}{\xi \Sigma_s}}.$$

Der Wert von $\int \sigma_r d(\ln E)$, dem sogenannten „Resonanzintegral“, läßt sich experimentell bestimmen.

„σ_U“ sei nun ein effektiver *mittlerer* Resonanzabsorptionsquerschnitt, definiert durch

$$„\sigma_U“ = \frac{\int \sigma_r d(\ln E)}{\int d(\ln E)}.$$

Die Spanne des (logarithmierten) Energieintervalles im Nenner wird zu 5,6 angegeben, so daß

$$„\sigma_U“ = \frac{\int \frac{\sigma_r\, dE}{E}}{5{,}6}.$$

Wir definieren ferner einen fiktiven Absorptionsquerschnitt

$$„\sigma_B“ = \frac{\xi\,\sigma_s}{5{,}6}$$

unter Berücksichtigung der Tatsache, daß Streuprozesse, die die Neutronen sicher durch die Resonanzstellen hindurchschleusen, mit der Absorption konkurrieren. Es sei $„\Sigma_U“ = N_U\ „\sigma_U“$ und $„\Sigma_B“ = N_B\ „\sigma_B“$; setzen wir dies in die Gleichung für p ein, so erhalten wir das einfache Resultat

$$\boxed{p = e^{-\frac{„\Sigma_U“}{„\Sigma_B“}}.}$$

In einem heterogenen Reaktor müssen die beiden „Absorptionen“ wieder mit den entsprechenden Gewichten versehen werden, also

$$p = e^{-\frac{V_U\, „\Sigma_U“\, \bar{\Phi}_U}{V_B\, „\Sigma_B“\, \bar{\Phi}_B}}.$$

Wenn man nun eine „Resonanzausnutzung“ f_r definiert in genauer Analogie zur thermischen Ausnutzung f, kann der eben angegebene Ausdruck auch in der Form

$$\boxed{p = e^{-(f_r - 1)}}$$

geschrieben werden. Die entsprechenden Resonanzneutronenkonstanten sind bekannt. Man kann dann $1/f_r$ durch Verwendung der gleichen Formeln berechnen, welche $1/f$ für thermische Neutronen ergeben.

6. *Temperaturabfall in einem Uranstab*

Die Erzeugungsrate der Wärme pro Volumeneinheit in einem Uranstab bis zu einem Radius r' wird proportional zum lokalen Fluß angesetzt:

$$q = A\, \mathfrak{J}_0(K_0 r').$$

Die erzeugte Wärme innerhalb einer willkürlichen Oberfläche, die durch r begrenzt ist, ist dann gleich

$$q_r = \int_0^r q\, 2\pi r'\, dr' = 2\pi A \int_0^r r'\, \mathfrak{J}_0(K_0 r')\, dr' = \frac{2\pi A r}{K_0}\, \mathfrak{J}_1(K_0 r).$$

Die Konstante A kann man durch die gesamte im Stab erzeugte Wärme q_1 ausdrücken, indem man $r = r_0$ setzt:

$$q_1 = \frac{2\pi A r_0}{K_0} \mathfrak{J}_1(K_0 r_0).$$

Daher wird

$$q_r = q_1 \frac{r}{r_0} \frac{\mathfrak{J}_1(K_0 r)}{\mathfrak{J}_1(K_0 r_0)}.$$

Der Temperaturgradient bei r ist bestimmt durch die Leitungsgleichung (10.4)

$$q_r = -k \frac{dT}{dr}(2\pi r), \quad dT = -\frac{q_1 \mathfrak{J}_1(K_0 r)\, dr}{2\pi k r_0 \mathfrak{J}_1(K_0 r_0)}.$$

Integriert man zwischen den Grenzen $T = T_0$ bei $r = 0$ und $T = T_s$ bei $r = r_0$, so ergibt sich

$$T_0 - T_s = \frac{q_1}{2\pi k (K_0 r_0) \mathfrak{J}_1(K_0 r_0)} \Big[\mathfrak{J}_0(K_0 r)\Big]_0^{r_0} = \frac{q_1}{2\pi k (K_0 r_0) \mathfrak{J}_1(K_0 r_0)} [\mathfrak{J}_0(K_0 r_0) - 1].$$

Der Temperaturabfall $T_0 - T_s$ kann durch die ersten Terme in der Reihenentwicklung der Bessel-Funktionen $\mathfrak{J}_0$ und $\mathfrak{J}_1$, nämlich

$$\mathfrak{J}_0(x) \cong 1 + \left(\frac{x}{2}\right)^2 + \frac{1}{4}\left(\frac{x}{2}\right)^4,$$

$$\mathfrak{J}_1(x) \cong \frac{x}{2} + \frac{1}{2}\left(\frac{x}{2}\right)^3$$

approximiert werden; so ergibt sich

$$T_0 - T_s \cong \frac{q_1}{4\pi k} \left[\frac{1 + \frac{(K_0 r_0)^2}{16}}{1 + \frac{(K_0 r_0)^2}{8}}\right] \simeq \frac{q_1}{4\pi k}\left[1 - \frac{(K_0 r_0)^2}{16}\right].$$

ANHANG B
ATOM- UND KERNDATEN[1])

Ordnungs-zahl, Element	Element oder Isotop	Häufigkeit (%)	Chem. Atom-gewicht	Dichte (g/cm^3)	Thermischer Wirkungsquerschnitt			
					σ_s	σ_a	ξ	$\overline{\cos\theta}$
1	H	...	1,0080	0,08988 (/l)	38 ± 4 (Gas)	0,330 ± 0,007	1,0	0,667
Wasserstoff	H^1	~100			...	...		
	$H^2 = D$	0,015	2,0147	0,17 (/l)	...	0,46 ± 0,1 mb	0,7261	0,333
2	He	...	4,003	0,177 (/l)	0,8 ± 0,2	...	0,4281	0,168
Helium	He^3	0,00013			...	n,p 5200 ± 300		
	He^4	~100			...	0		
3	Li	...	6,940	0,534	1,4 ± 0,3	70 ± 1	0,2643	0,097
Lithium	Li^6	7,5			...	n,α 910		
	Li^7	92,5				33 ± 5 mb (0,9 sec)		
4	Be^9	100	9,013	1,85	7 ± 1	10 ± 1 mb	0,2078	0,074
Beryllium								
5	B	...	10,82	2,34	4 ± 1	750 ± 10	0,1756	0,062
Bor	B^{10}	18,8			...	n,α 3990		
	B^{11}	81,2			...	< 50 mb (0,03 sec)		
6	C	...	12,010	1,65 (rein)	4,8 ± 0,2	4,5 mb	0,1589	0,056
Kohlenstoff	C^{12}	98,9			...	...		
	C^{13}	1,1			...	1,0 ± 0,3 mb (5800 Jahre)		
	C^{14}	5800 Jahre			...	< 200		
7	N	...	14,008	1,2506 (/l)	10 ± 1	1,78 ± 0,05	0,1373	0,048
Stickstoff	N^{14}	99,6			...	n,p 1,70 ± 0,05		
						n,γ 0,10 ± 0,05		
	N^{15}	0,37			...	24 ± 8 μb (7,4 sec)		

[1]) Hinweis: Isotopenhäufigkeit und Wirkungsquerschnitte aus AECU-2040; Atomgewichte und Dichten aus *Handbook of Chemistry and Physics* 34. Aufl.; ξ und $\overline{\cos\theta}$ für Elemente bis zur Massenzahl 40 aus einem Artikel von H. R. KROEGER, Nucleonics, Oktober 1949. Wenn der Wirkungsquerschnitt σ_a nicht gegeben ist, dann ist der Aktivierungswert σ_{akt} gegeben, mit der Halbwertzeit des ihm folgenden Produktes.

ATOM- UND KERNDATEN (Fortsetzung)

Ordnungs-zahl, Element	Element oder Isotop	Häufigkeit (%)	Chem. Atom-gewicht	Dichte (g/cm³)	Thermischer Wirkungsquerschnitt			
					σ_s	σ_a	ξ	$\overline{\cos\theta}$
8 Sauerstoff	O	...	16,0000	1,429 (/l)	4,2 ± 0,3	< 0,2 mb	0,1209	0,0142
	O^{16}	99,76			...	...		
	O^{17}	0,037			...	...		
	O^{18}	0,20			...	0,21 ± 0,04 mb (29 sec)		
9 Fluor	F^{19}	100	19,000	1,69 (/l)	4,1 ± 0,3	< 10 mb	0,1025	0,035
10 Neon	Ne	...	20,183	0,8990 (/l)	2,4 ± 0,3	< 2,8	0,0967	0,033
	Ne^{20}	90,9			...	...		
	Ne^{21}	0,26			...	...		
	Ne^{22}	8,8			...	...		
11 Natrium	Na^{23}	100	22,997	0,971	4,0 ± 0,5	0,49 ± 0,02	0,0852	0,029
12 Magnesium	Mg	...	24,32	1,74	3,6 ± 0,4	59 ± 4 mb	0,0807	0,028
	Mg^{24}	78,6			...	33 ± 10 mb		
	Mg^{25}	10,1			...	270 ± 90 mb		
	Mg^{26}	11,3			...	60 ± 60 mb		
13 Aluminium	Al^{27}	100	26,97	2,699	1,4 ± 0,1	0,215 ± 0,008	0,0730	0,025
14 Silicium	Si	...	28,06	2,42	1,7 ± 0,3	0,13 ± 0,03	0,0702	0,024
	Si^{28}	92,22			...	80 ± 30 mb		
	Si^{29}	4,70			...	0,27 ± 0,09		
	Si^{30}	3,08			...	0,41 ± 0,41		
15 Phosphor	P^{31}	100	30,98	1,82 (gelb)	10 ± 2	0,19 ± 0,03	0,0637	0,022

16 Schwefel	S	...	32,066	2,07 (rhombisch)	1,1 ± 0,2	0,49 ± 0,02	0,0616	0,021
	S^{32}	95,1			...	...		
	S^{33}	0,74			...	...		
	S^{34}	4,2			...	...		
	S^{36}	0,016			...	...		
17 Chlor	Cl	...	35,457	3,214 (/l)	...	31,6 ± 1,0	0,0558	0,019
	Cl^{35}	75,4			...	*n,p* 0,30 ± 0,10		
	Cl^{37}	24,6			...	0,56 ± 0,12 (38 min)		
18 Argon	A	...	39,944	1,7837 (/l)	1,5 ± 0,5	0,62 ± 0,04	0,0497	0,017
	A^{36}	0,35			...	6 ± 2 (34 Tage)		
	A^{38}	0,08			...	0,8 ± 0,2 (265 Jahre)		
	A^{40}	99,6			...	0,53 ± 0,02 (1,8 Std.)		
	A^{41}	1,8 Std.				< 0,06 (> 3,5 Jahre)		
19 Kalium	K	...	39,096	0,87	1,5 ± 0,3	1,97 ± 0,06	0,0507	0,017
	K^{39}	93,1			...	1,87 ± 0,15		
	K^{40}	0,012			...	70 ± 20		
	K^{41}	6,9			...	1,19 ± 0,10		
20 Kalzium	Ca	...	40,08	1,55	9 ± 2	0,43 ± 0,02	0,0495	0,017
	Ca^{40}	96,9			...	0,22 ± 0,04		
	Ca^{42}	0,64			...	40 ± 3	Genaue Werte für alle *M* oberhalb 40 sind gegeben durch	
	Ca^{43}	0,14				...		
	Ca^{44}	2,1				0,63 ± 0,12 (152 Tage)	$\xi \cong \frac{2}{M+\frac{2}{3}}\ \overline{\cos\theta} = \frac{2}{3M}$	
	Ca^{46}	0,0032			...	...		
	Ca^{48}	0,18			...	1,1 ± 0,1 (8,5 min)		
21 Scandium	Sc^{45}	100	45,10	3,02	...	23 ± 2		

ATOM- UND KERNDATEN (Fortsetzung)

Ordnungszahl, Element	Element oder Isotop	Häufigkeit (%)	Chem. Atomgewicht	Dichte (g/cm³)	Thermischer Wirkungsquerschnitt	
					σ_s	σ_a
22 Titan	Ti	...	47,90	4,5	6 ± 2	5,6 ± 0,4
	Ti^{46}	8,0			...	0,6 ± 0,2
	Ti^{47}	7,8			...	1,6 ± 0,3
	Ti^{48}	73,4			...	8,0 ± 0,6
	Ti^{49}	5,5			...	1,8 ± 0,5
	Ti^{50}	5,3			...	$< 0,2$
23 Vanadium	V	...	50,95	5,96	5 ± 1	4,7 ± 0,2
	V^{50}	0,2			...	...
	V^{51}	99,8			...	...
24 Chrom	Cr	...	52,01	7,1	3,0 ± 0,5	2,9 ± 0,1
	Cr^{50}	4,4			...	16,3 ± 1,3
	Cr^{52}	83,7			...	0,73 ± 0,06
	Cr^{53}	9,5			...	17,5 ± 1,4
	Cr^{54}	2,4			...	$< 0,3$
25 Mangan	Mn^{55}	100	54,93	7,2	2,3 ± 0,3	12,6 ± 0,6
26 Eisen	Fe	...	55,85	7,85	11 ± 1	2,43 ± 0,08
	Fe^{54}	5,9				2,2 ± 0,2
	Fe^{56}	91,6				2,6 ± 0,2
	Fe^{57}	2,20				2,4 ± 0,2
	Fe^{58}	0,33			...	2,5 ± 2,0
27 Kobalt	Co^{59}	100	58,94	8,9	5 ± 1	34,8 ± 2,0
28 Nickel	Ni	...	58,69	8,90	17,5 ± 1,0	4,5 ± 0,2
	Ni^{58}	67,9			...	4,2 ± 0,3
	Ni^{60}	26,2			...	2,7 ± 0,2

	Ni^{61}	1,2			...	1,8 ± 1,3
	Ni^{62}	3,7			...	15 ± 3
	Ni^{64}	1,0			...	2,6 ± 0,4 (2,6 Std.)
	Ni^{65}	2,6 Std.			...	6 ± 3 (56 Std.)
29 Kupfer	Cu	...	63,54	8,93	7,2 ± 0,7	3,59 ± 0,12
	Cu^{63}	69,0			...	4,3 ± 0,3
	Cu^{65}	31,0			...	2,11 ± 0,17
30 Zink	Zn	...	65,38	7,14	3,6 ± 0,4	1,06 ± 0,05
	Zn^{64}	48,9			...	0,5 ± 0,1 (250 Tage)
	Zn^{66}	27,8			...	n,α <20 μb
	Zn^{67}	4,1			...	n,α 6 ± 4 μb
	Zn^{68}	18,6			...	n,α <20 μb
	Zn^{70}	0,63			...	...
31 Gallium	Ga	...	69,72	5,91	4 ± 1	2,71 ± 0,12
	Ga^{69}	60,2			...	2,0 ± 0,2
	Ga^{71}	39,8			...	4,9 ± 0,4
32 Germanium	Ge	...	72,60	5,36	3 ± 1	2,35 ± 0,20
	Ge^{70}	20,4			...	3,3 ± 0,3
	Ge^{72}	27,4			...	0,94 ± 0,09
	Ge^{73}	7,8			...	13,7 ± 1,1
	Ge^{74}	36,6			...	0,60 ± 0,06
	Ge^{76}	7,8			...	0,35 ± 0,07
33 Arsen	As^{75}	100	74,91	5,73	6 ± 1	4,1 ± 0,2
34 Selen	Se	...	78,96	4,8 (grau)	13 ± 1	11,8 ± 0,4
	Se^{74}	0,87			...	48 ± 7
	Se^{76}	9,0			...	82 ± 7
	Se^{77}	7,6			...	40 ± 4
	Se^{78}	23,5			...	0,4 ± 0,4
	Se^{80}	49,8			...	0,59 ± 0,06
	Se^{82}	9,2			...	2,0 ± 1,4

ATOM- UND KERNDATEN (Fortsetzung)

Ordnungszahl, Element	Element oder Isotop	Häufigkeit (%)	Chem. Atomgewicht	Dichte (g/cm³)	Thermischer Wirkungsquerschnitt	
					σ_s	σ_a
35 Brom	Br	...	79,916	7,59 (/l) (Gas) 3,12 (flüssig)	6 ± 1	6,5 ± 0,5
	Br^{79}	50,5			...	10,4 ± 1,0
	Br^{81}	49,5			...	2,6 ± 0,4
36 Krypton	Kr	...	83,7	3,708 (/l)	7,2 ± 0,7	28 ± 5
	Kr^{78}	0,35			...	0,3 ± 0,1 (34 Std.)
	Kr^{80}	2,27			...	95 ± 15
	Kr^{82}	11,6			...	45 ± 15
	Kr^{83}	11,6			...	205 ± 10
	Kr^{84}	57,0			...	<2
	Kr^{85}	10 Jahre			...	<15
	Kr^{86}	17,4			...	<2
	Kr^{87}	78 min			...	<470 (2,3 Std.)
37 Rubidium	Rb	...			12 ± 2	0,70 ± 0,07
	Rb^{85}	72,2	85,48	1,53	...	0,72 ± 0,15 (19,5 Tage)
	Rb^{87}	27,8			...	0,12 ± 0,03 (17,5 min)
	Rb^{88}	18 min			...	<200 (15 min)
38 Strontium	Sr	...	87,63	2,54	10 ± 1	1,16 ± 0,06
	Sr^{84}	0,55			...	...
	Sr^{86}	9,8			...	1,3 ± 0,4 (2,7 Std.)
	Sr^{87}	7,0			...	...
	Sr^{88}	82,7			...	5 ± 1 mb (53 Tage)
	Sr^{89}	53 Tage			...	<110 (25 Jahre)
	Sr^{90}	25 Jahre			...	1,0 ± 0,6 (9,7 Std.)
39 Yttrium	Y^{89}	100	88,92	5,51	3 ± 2	1,38 ± 0,14
40 Zirkon	Zr	...	91,22	6,4	8 ± 1	0,18 ± 0,02
	Zr^{90}	51,5			...	0,1 ± 0,1

	Zr^{91}	11,2			...	1,52 ± 0,12
	Zr^{92}	17,1			...	0,25 ± 0,12
	Zr^{94}	17,4			...	0,08 ± 0,06
	Zr^{96}	2,80			...	0,1 ± 0,1
41	Nb	100	92,91	8,4	5 ± 1	1,1 ± 0,1
Niob						
42	Mo	...	95,95	10,2	7 ± 1	2,4 ± 0,2
Molybdän	Mo^{92}	15,7			...	<0,3
	Mo^{94}	9,3			...	...
	Mo^{95}	15,7			...	13,4 ± 1,3
	Mo^{96}	16,5			...	1,2 ± 0,6
	Mo^{97}	9,5			...	2,1 ± 0,7
	Mo^{98}	23,9			...	0,4 ± 0,4
	Mo^{100}	9,5			...	0,20 ± 0,05
43	Tc^{99}	...	99	...		
Technetium						
44	Ru	...	101,7	12,2	6 ± 1	2,46 ± 0,12
Ruthenium	Ru^{96}	5,7			...	10 ± 4 mb (2,8 Tage)
	Ru^{98}	2,22			...	...
	Ru^{99}	12,8			...	...
	Ru^{100}	12,7			...	...
	Ru^{101}	17,0			...	...
	Ru^{102}	31,3			...	1,2 ± 0,3 (42 Tage)
	Ru^{104}	18,3			...	0,7 ± 0,2 (4 Std.)
45	Rh^{103}	100	102,91	12,5	6 ± 1	150 ± 7
Rhodium						
46	Pd	...	106,7	12,16	3,6 ± 0,6	8,0 ± 1,5
Palladium	Pd^{102}	0,8			...	...
	Pd^{104}	9,3			...	...
	Pd^{105}	22,6			...	...
	Pd^{106}	27,1			...	...
	Pd^{108}	26,7			...	11 ± 3 (13 Std.)
	Pd^{110}	13,5			...	0,4 ± 0,1 (26 min)

ATOM- UND KERNDATEN (Fortsetzung)

Ordnungszahl, Element	Element oder Isotop	Häufigkeit (%)	Chem. Atomgewicht	Dichte (g/cm³)	Thermischer Wirkungsquerschnitt	
					σ_s	σ_a
47	Ag	...	107,880	10,50	6 ± 1	60 ± 3
Silber	Ag^{107}	51,9			...	30 ± 2
	Ag^{109}	48,1			...	84 ± 7
48	Cd	...	112,41	8,65	7 ± 1	2400 ± 200
Kadmium	Cd^{106}	1,22			...	1,0 ± 0,5 (6,7 Std.)
	Cd^{108}	0,92			...	...
	Cd^{110}	12,4			...	0,2 ± 0,1 (49 min)
	Cd^{111}	12,8			...	...
	Cd^{112}	24,0			...	20 ± 10 mb (5 Jahre)
	Cd^{113}	12,3			...	19500
	Cd^{114}	28,8			...	0,14 ± 0,03 (43 Tage); 1,1 ± 0,3 (2,3 Tage)
	Cd^{116}	7,6			...	1,4 ± 0,3 (2,7 Std)
49	In	...	114,76	7,28	2,2 ± 0,5	190 ± 10
Indium	In^{113}	4,2			...	56 ± 12 (50 Tage); 2,0 ± 0,6 (72 sec)
	In^{115}	95,8				145 ± 15 (15 min); 52 ± 6 (13 sec)
50	Sn		118,70	7,31 (tetragonal)	4 ± 1	0,65 ± 0,05
Zinn	Sn^{112}	0,95			...	20 ± 10 mb (30 min); 1,3 ± 0,3 (112 Tage)
	Sn^{114}	0,65			...	...
	Sn^{115}	0,34			...	...
	Sn^{116}	14,2			...	6 ± 2 mb (14,5 Tage)
	Sn^{117}	7,6			...	...
	Sn^{118}	24,0			...	10 ± 6 mb (245 Tage)
	Sn^{119}	8,6			...	...

	Sn^{120}	33,0			...	1 ± 1 mb (>400 Tage); 0,14 ± 0,03 (27 Std.)
	Sn^{122}	4,7			...	0,16 ± 0,04 (40 min); 1,0 ± 0,5 mb (126 Tage)
	Sn^{124}	6,0			...	4 ± 2 mb (10 Tage); 0,2 ± 0,1 (10 min)
51 Antimon	Sb	...	121,76	6,691	4,3 ± 0,5	5,5 ± 1,0
	Sb^{121}	57,2			...	5,7 ± 0,5
	Sb^{123}	42,8			...	3,9 ± 0,3
52 Tellurium	Te	...	127,61	6,24	5 ± 1	4,5 ± 0,2
	Te^{120}	0,091			...	70 ± 70
	Te^{122}	2,5			...	2,7 ± 0,9
	Te^{123}	0,88			...	390 ± 30
	Te^{124}	4,6			...	6,5 ± 1,2
	Te^{125}	7,0			...	1,50 ± 0,15
	Te^{126}	18,7			...	0,8 ± 0,2
	Te^{128}	31,8			...	0,3 ± 0,3
	Te^{130}	34,4			...	0,5 ± 0,3
53 Jod	J^{127}	100	126,92	4,93 (fest) 11,27(/l)(Gas)	3,6 ± 0,5	6,7 ± 0,6
	J^{129}	(3 · 10⁷ Jahre)			...	11 ± 4 (12,5 Std.)
	J^{131}	(8 Tage)			...	600 ± 300 (2,4 Std.)
54 Xenon	Xe	...	131,3	5,85 (/l)	4,3 ± 0,4	35 ± 5
	Xe^{124}	0,096			...	...
	Xe^{126}	0,090			...	...
	Xe^{128}	1,92			...	<5
	Xe^{129}	26,4			...	45 ± 15
	Xe^{130}	4,08			...	<5
	Xe^{131}	21,2			...	120 ± 15
	Xe^{132}	26,91			...	<5
	Xe^{134}	10,4			...	<5
	Xe^{135}	9,2 Std.			...	3,5 · 10⁴
	Xe^{136}	8,93			...	<5

ATOM- UND KERNDATEN (Fortsetzung)

Ordnungs-zahl, Element	Element oder Isotop	Häufigkeit (%)	Chem. Atom-gewicht	Dichte (g/cm³)	Thermischer Wirkungsquerschnitt	
					σ_s	σ_a
55	Cs^{133}	100	132,91	1,873	20 ± 5	29,0 ± 1,5
Caesium	Cs^{135}	2 · 10⁶ Jahre			...	15 ± 8 (13,7 Tage)
	Cs^{137}	37 Jahre			...	<2 (33 min)
56	Ba	...	137,36	3,5	8 ± 1	1,17 ± 0,10
Barium	Ba^{130}	0,101			...	30 ± 10 mb (12,0 Tage)
	Ba^{132}	0,097			...	6 ± 3 (>20 Jahre)
	Ba^{134}	2,42			...	2 ± 2
	Ba^{135}	6,6			...	5,6 ± 0,9
	Ba^{136}	7,8			...	0,4 ± 0,4
	Ba^{137}	11,3			...	4,9 ± 0,4
	Ba^{138}	71,7			...	0,68 ± 0,10
	Ba^{139}	85 min			...	4 ± 1 (12,8 Tage)
57	La	...	138,92	6,155	18 ± 8	8,9 ± 0,3
Lanthan	La^{138}	0,089			...	...
	La^{139}	99,9			...	8,4 ± 1,7 (40 Std.)
	La^{140}	40 Std.			...	3 ± 2 (3,6 Std.)
58	Ce	...	140,13	6,90	9 ± 6	0,70 ± 0,08
Cer	Ce^{136}	0,19			...	25 ± 25
	Ce^{138}	0,26			...	9 ± 6
	Ce^{140}	88,4			...	0,63 ± 0,06
	Ce^{142}	11,08			...	1,8 ± 0,3
59 Praseodym	Pr^{141}	100	140,92	6,5	...	11,2 ± 0,6
60	Nd	...	144,27	6,95	25 ± 5	44 ± 2
Neodym	Nd^{142}	27,1			...	18,5 ± 2
	Nd^{143}	12,2			...	290 ± 30
	Nd^{144}	23,9			...	4,8 ± 0,5

	Nd^{145}	8,3			...	52 ± 4
	Nd^{146}	17,2			...	9,8 ± 0,8
	Nd^{148}	5,7			...	3,3 ± 1,0
	Nd^{150}	5,6			...	2,9 ± 1,5
61 Promethium	Pm^{147}	4 Jahre	147		...	60 ± 20 (5,3 Tage)
62 Samarium	Sm	...	150,43	7,7	...	6500 ± 1000
	Sm^{144}	3,1			...	<0,25 (60 Tage)
	Sm^{147}	15,0			...	...
	Sm^{148}	11,2			...	...
	Sm^{149}	13,8			...	50000 ± 20000
	Sm^{150}	7,4			...	...
	Sm^{151}	122 Jahre			...	7000 ± 2000
	Sm^{152}	26,7			...	150 ± 40 (47 Std.)
	Sm^{154}	22,5			...	5,5 ± 1,1 (25 min)
63 Europium	Eu	...	152,0		...	4500 ± 500
	Eu^{151}	47,8			...	9000 ± 3000
	Eu^{152}	5,3 Jahre			...	5500 ± 1500
	Eu^{153}	52,2			...	420 ± 100
	Eu^{154}	5,4 Jahre			...	1500 ± 400
	Eu^{155}	1,7 Jahre			...	14000 ± 4000
64 Gadolinium	Gd	...	156,9	...	...	44000 ± 2000
	Gd^{152}	0,20			...	<125 (225 Tage)
	Gd^{154}	2,15			...	...
	Gd^{155}	14,8			...	70000 ± 20000
	Gd^{156}	20,6			...	...
	Gd^{157}	15,7			...	160000 ± 60000
	Gd^{158}	24,8			...	4 ± 2 (18 Std.)
	Gd^{160}	21,8			...	1,5 ± 0,5 (3,6 min)
65 Terbium	Tb^{159}	100	159,2		...	44 ± 4

ATOM- UND KERNDATEN (Fortsetzung)

Ordnungs-zahl, Element	Element oder Isotop	Häufigkeit (%)	Chem. Atom-gewicht	Dichte (g/cm^3)	Thermischer Wirkungsquerschnitt	
					σ_s	σ_a
66 Dysprosium	Dy	...	162,46	...	...	1100 $\pm$ 150
	Dy^{156}	0,052			...	...
	Dy^{158}	0,090			...	...
	Dy^{160}	2,29			...	...
	Dy^{161}	18,9			...	...
	Dy^{162}	25,5			...	...
	Dy^{163}	25,0			...	...
	Dy^{164}	28,2			...	2600 $\pm$ 300 (1,3 min); $<$1000 (2,4 Std.)
	Dy^{165}	2,4 Std.				5000 $\pm$ 2000 (81 Std.)
67 Holmium	Ho^{165}	100	164,94			64 $\pm$ 3
68 Erbium	Er	...	167,2	4,77		166 $\pm$ 16
	Er^{162}	0,136				...
	Er^{164}	1,56				...
	Er^{166}	33,4				...
	Er^{167}	22,9				...
	Er^{168}	27,1				...
	Er^{170}	14,9				$>$7 (7 Std.)
69 Thulium	Tm^{169}	100	169,4			118 $\pm$ 6
70 Ytterbium	Yb	...	173,04		12 $\pm$ 5	36 $\pm$ 4
	Yb^{168}	0,140			...	11000 $\pm$ 3000 (33 Tage)
	Yb^{170}	3,03			...	...
	Yb^{171}	14,3			...	...
	Yb^{172}	21,8			...	...
	Yb^{173}	16,1			...	...

	Yb^{174}	31,8			...	60 ± 40 (4 Tage)
	Yb^{176}	12,7			...	5,5 ± 1,0 (1,8 Std.)
71	Lu	...	174,99	...	...	108 ± 5
Lutetium	Lu^{175}	97,4			...	35 ± 15 (3,7 Std.)
	Lu^{176}	2,60			...	4000 ± 800 (6,7 Tage)
72	Hf	...	178,6	13,3	...	115 ± 15
Hafnium	Hf^{174}	0,18			...	1500 ± 1000
	Hf^{176}	5,2			...	15 ± 15
	Hf^{177}	18,4			...	380 ± 30
	Hf^{178}	27,1			...	75 ± 10
	Hf^{179}	13,8			...	65 ± 15
	Hf^{180}	35,4			...	13 ± 5
73 Tantal	Ta^{181}	100	180,88	16,6	5 ± 1	21,3 ± 1,0
74	W	...	183,92	19,3	5 ± 1	19,2 ± 1,0
Wolfram	W^{180}	0,14			...	60 ± 60
	W^{182}	26,4			...	19 ± 2
	W^{183}	14,4			...	11 ± 1
	W^{184}	30,6			...	2,0 ± 0,3
	W^{186}	28,4			...	34 ± 3
	W^{187}	25 Std.			...	90 ± 40 (65 Tage)
75	Re	...	186,31	20,53	14 ± 4	84 ± 4
Rhenium	Re^{185}	37,1			...	100 ± 8
	Re^{187}	62,9			...	63 ± 5
76	Os	...	190,2	22,48	11 ± 1	14,7 ± 0,7
Osmium	Os^{184}	0,018			...	<200 (97 Tage)
	Os^{186}	1,58			...	...
	Os^{187}	1,64			...	...
	Os^{188}	13,3			...	...
	Os^{189}	16,1			...	...
	Os^{190}	26,4			...	8 ± 3 (15 Tage)
	Os^{192}	41,0			...	1,6 ± 0,4 (32 Std.)
	Os^{193}	32 Std.			...	60 ± 20 (700 Tage)

ATOM- UND KERNDATEN (Fortsetzung)

Ordnungszahl, Element	Element oder Isotop	Häufigkeit %	Chem. Atomgewicht	Dichte (g/cm³)	Thermischer Wirkungsquerschnitt		
					σ_s	σ_a	σ_f
77	Ir	...	193,1	22,42	...	440 ± 20	
Iridium	Ir^{191}	38,5			...	260 ± 100 (1,4 min); 700 ± 200 (70 Tage)	
	Ir^{193}	61,5			...	130 ± 30 (19 Std.)	
78	Pt	...	195,23	21,37	10 ± 1	8,1 ± 0,4	
Platin	Pt^{190}	0,012			...	...	
	Pt^{192}	0,78			...	90 ± 40 (4,3 Tage)	
	Pt^{194}	32,8			...	...	
	Pt^{195}	33,7			...	...	
	Pt^{196}	25,4			...	1,1 ± 0,3 (18 Std.); 50 ± 20 mb (82 Tage)	
	Pt^{198}	7,2			...	3,9 ± 0,8 (31 min)	
79	Au^{197}	100	197,2	19,32	9,3 ± 1,0	94 ± 1	
Gold	Au^{198}	2,7 Tage			...	16000 ± 8000 (3,3 Tage)	
80	Hg	...	200,61	13,546	10 ± 5	380 ± 20	
Quecksilber	Hg^{196}	0,151			...	3100 ± 1000	
	Hg^{198}	10,0			...	...	
	Hg^{199}	16,9			...	2500 ± 800	
	Hg^{200}	23,1			...	<60	
	Hg^{201}	13,2			...	<60	
	Hg^{202}	29,8			...	3,0 ± 0,8 (44 Tage)	
	Hg^{204}	6,8			...	0,43 ± 0,10 (5,5 min)	
81	Tl	...	204,39	11,85	14 ± 2	3,3 ± 0,5	
Thallium	Tl^{203}	29,5			...	11,0 ± 0,9	
	Tl^{205}	70,5			...	0,77 ± 0,08	

82 Blei	Pb	...	207,21	11,35	11 ± 1	0,17 ± 0,01	
	Pb^{204}	1,5			...	0,8 ± 0,6	
	Pb^{206}	23,6			...	26 ± 5 mb	
	Pb^{207}	22,6			...	0,69 ± 0,05	
	Pb^{208}	52,3			...	< 30 mb	
83 Wismuth	Bi^{209}	100	209,00	9,747	9 ± 1	32 ± 3 mb	
84 Polonium Po^{210}; 85 Astatin At^{211}; 86 Radon Rn^{222}; 87 Frankium Fr^{221}							
88 Radium	Ra^{223}	11,2 Tage	226,05	5	...	...	< 100
	Ra^{226}	1620 Jahre			...	15 ± 3	< 0,1 mb
	Ra^{228}	6,7 Jahre			...	36 ± 5 (< min)	< 2
89 Aktinium	Ac^{227}	18,6 Jahre	227,05		...	500 ± 35	< 2
90 Thorium	Th^{227}	18,6 Tage	232,12	11,3	...	...	1500 ± 1000
	Th^{228}	1,90 Jahre			...	...	< 0,3
	Th^{229}	$8 \cdot 10^3$ Jahre			...	...	45 ± 11
	Th^{230}	$8,0 \cdot 10^4$ Jahre			...	45 ± 10 (25,5 Std.)	< 1 mb
	Th^{232}	100 $1,39 \cdot 10^{10}$ Jahre			13 ± 2	7,0 ± 0,4	< 0,2 mb
	Th^{233}	23,5 min			...	1400 ± 200 (24,1 Tage)	...
	Th^{234}	24,1 Tage			...	1,8 ± 0,5 (< 10 min)	< 0,01
91 Protaktinium	Pa^{230}	17,3 Tage	231		...	...	1500 ± 250
	Pa^{231}	$3,4 \cdot 10^4$ Jahre			...	260 ± 50 (1,3 Tage)	10 ± 5
	Pa^{232}	1,3 Tage			...	...	700 ± 150
	Pa^{233}	27,4 Tage			...	37 ± 14 (1,2 min)	< 0,1
	Pa^{234}	(UX_2) (1,2 min)			...	...	< 500
		(UZ) (6,7 Std.)			...	...	< 5000
92 Uran	U	...	238,07	18,68	8,2	7,42	3,92
	U^{230}	20,8 Tage			...	...	25 ± 10
	U^{231}	4,2 Tage			...	...	250 ± 100
	U^{232}	70 Jahre			...	...	80 ± 20

ATOM- UND KERNDATEN (Fortsetzung)

Ordnungszahl, Element	Element oder Isotop	Häufigkeit (%)	Chem. Atomgewicht	Dichte (g/cm³)	Thermischer Wirkungsquerschnitt		
					σ_s	σ_a	σ_f
Uran (Fortsetzung)	U^{234}	0,0057 $2{,}5 \cdot 10^5$ Jahre			...	89 ± 7	< 0,65
	U^{235}	0,714 $8{,}8 \cdot 10^8$ Jahre			...	650	549
	U^{238}	99,3 $4{,}50 \cdot 10^9$ Jahre			...	2,80	0
	U^{239}	23,5 min			...	22 ± 5 (14 Std.)	...
93 Neptunium	Np^{234}	4,4 Tage	239	...	...	...	900 ± 300
	Np^{236}	22 Std.			...	...	10^5
	Np^{237}	$2{,}5 \cdot 10^6$ Jahre			...	150 ± 15 (2,1 Tage)	19 ± 3 mb
	Np^{238}	2,1 Tage			...	...	1600 ± 100
	Np^{239}	2,3 Tage			...	...	3
94 Plutonium	Pu^{238}	89,6 Jahre	239	...	...	425 ± 75 ($2{,}4 \cdot 10^4$ Jahre)	18 ± 2
	Pu^{239}	$2{,}4 \cdot 10^4$ Jahre			...	1025	664
	Pu^{241}	~12 Jahre			...	400 ± 50 (~$5 \cdot 10^5$ Jahre)	1080 ± 100
	Pu^{242}	~$5 \cdot 10^5$ Jahre			...	40 ± 20 (5 Std.)	...
95 Americium	Am^{241}	47,5 Jahre	241	...	...	700 ± 200 (16 Std.) < 50 (500 Jahre)	3,2 ± 0,2
	Am^{242m}	16 Std.			...	...	2000 ± 1000
	Am^{242}	500 Jahre			...	8000 ± 1000	3500 ± 1000
	Am^{243}	~10^4 Jahre			...	50 ± 25 (~25 min)	< 25
96 Curium	Cm^{240}	27 Tage	242		...	...	20000 ± 10000
	Cm^{242}	162,5 Tage			...	...	< 5
97 Berkelium	B	...	243		...	...	...
98 Californium	Cf	...	244	...	...	...	...

SACHVERZEICHNIS

experim

experim
Isotope